institut de physique nucléaire
LABORATOIRE ASSOCIÉ A L'IN2P3

T H E S E

présentée

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITE PARIS-SUD

pour obtenir

le grade de Docteur es-sciences physiques

par

Thierry HENNINO

Sujet : Contribution à l'étude de l'interaction des pions et des delta avec les noyaux.

Soutenue le 29 avril 1981

I.P.N. BP N°1
91406 - ORSAY

IPNO-T-81-01

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547318_0008

T H E S E

présentée

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITE PARIS-SUD

pour obtenir

le grade de Docteur es-sciences physiques

par

Thierry HENNINO

Sujet : Contribution à l'étude de l'interaction des pions et des delta avec les noyaux.

Soutenue le 29 avril 1981

I.P.N. BP N°1
91406 - ORSAY

IPNO-T-81-01

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

ORSAY

N° d'Ordre :
2429

THÈSE

PRESENTEE

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Thierry HENNINO

Sujet : Contribution à l'étude de l'interaction des pions et des delta avec les noyaux.

Soutenue le 29 avril 1981 **devant la Commission d'examen**

MM. M. JEAN — Président.

M. GUSAKOW
J. MILLER
P. RADVANYI
J. THIRION
— Examinateurs.

RESUME DE THESE

Ce travail comprend deux parties :

1) Etude de la réaction $^{16}O(\pi^+,p)^{15}O$ à 66 MeV et $^{9}Be(\pi^+,p)^{8}Be$ à 50 MeV.

Nous avons mesuré les distributions angulaires des protons correspondant aux deux états trous, $(p1/2)^{-1}$ état fondamental et $(p3/2)^{-1}$ à 6,18 MeV, de ^{15}O et aux trois premiers états 0^+, 2^+, 4^+ de la bande rotationnelle de ^{8}Be. La sélectivité observée envers les niveaux de haut spin suggère une règle d'adaptation du moment angulaire analogue à celle que l'on utilise pour des particules lourdes. La comparaison des distributions angulaires expérimentales avec distributions calculées est faite, pour l'oxygène, dans le cadre du modèle à un nucléon ; celui-ci ne reproduit pas l'important rapport d'excitation $(p3/2)^{-1}/(p1/2)^{-1}$ observé ($\sim$10). En ce qui concerne le béryllium, le modèle à deux nucléons, plus approprié, donne un accord raisonnable pour les rapports d'excitation $4^+/2^+$ et $2^+/0^+$.

2) Production semi-cohérente de la résonance $\Delta(1232)$.

Afin d'obtenir des informations sur l'interaction Δ-N, nous avons mesuré la section efficace différentielle $d\sigma/dt$ de la réaction $p+^{6}Li \rightarrow \Delta^{++}+^{6}He$ à 1.04 GeV dans l'intervalle de transfert 0,11 - 0,35 $(GeV/c)^2$. La résonance est clairement observée jusqu'à 0,2 $(GeV/c)^2$, avec toutefois une largeur plus faible ($\sim$90 MeV). La section efficace décroit exponentiellement avec une pente de 22.6 $(GeV/c)^2$. Les résultats expérimentaux sont comparés à une analyse du type Glauber. Les premiers calculs présentés ici montrent que cette expérience est sensible aux deux paramètres $\sigma_{\Delta N}$ et $\alpha_{\Delta N}$ (respectivement section efficace totale et rapport de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion Δ-N). On trouve une pente théorique moyenne en accord avec l'expérience pour $\sigma_{\Delta N}$=40mb et $\alpha_{\Delta N}$=-0.7. Cependant, des calculs plus élaborés, utilisant en particulier une meilleure description du processus élémentaire et des fonctions d'onde, sont nécessaires pour préciser les valeurs de ces paramètres.

This work contain two parts :

1) Study of the $^{16}O(\pi^+,p)^{15}O$ reaction at 66 MeV and $^{9}Be(\pi^+,p)^{8}Be$ reaction at 50 MeV.

We have measured the angular distributions of the protons leading to the two hole-states, $(p1/2)^{-1}$ ground state and $(p3/2)^{-1}$ at 6.18 MeV, of ^{15}O and to the first three states 0^+, 2^+, 4^+ of the rotational band of ^{8}Be. The observed selectivity towards high spin states suggest an angular momentum mismatch rule such as that one uses with heavy particles. The comparison of the experimental angular distributions with the theoretical one is made for oxygen in the one-nucleon model : it fails to reproduce the large $(p3/2)^{-}/(p1/2)^{-1}$ ratio ($\sim$10). For the beryllium nucleus, the two nucleon model, which is more appropriate, gives reasonable fit to the observed ratio $4^+/2^+$ and $2^+/0^+$.

2) Semi-coherent production of the $\Delta(1232)$ resonance.

In order to obtain information on the ΔN interaction, the differential cross-section $d\sigma/dt$ of the reaction $p+^{6}Li \rightarrow \Delta^{++}+^{6}He$ at 1.04 GeV for transfer ranging from 0.11 up to 0.35 $(GeV/c)^2$ has been measured. The resonance is clearly observed up to $0.2(GeV/c)^2$ with a rather smaller width ($\sim$90 MeV). The cross-section decreases exponentially with a slope of $22.6(GeV/c)^2$. The experimental results are compared to a Glauber type analysis. The first calculations presented here show that this experiment is sensitive to the two parameters $\sigma_{\Delta N}$ and $\alpha_{\Delta N}$ (respectively total cross-section and ratio of the real part to the imaginary part of the Δ-N scattering amplitude). The values $\sigma_{\Delta N}$ = 40mb and $\alpha_{\Delta N}$= -0.7 give a mean theoretical slope in agreement with the experimental one. Nevertheless more comprehensive calculations, including in particular a better description of the elementary process and of the wawe functions, are needed to specify the values of these parameters.

°° REMERCIEMENTS °°

Que Monsieur P. RADVANYI, qui m'a proposé ce sujet de thèse soit assuré de toute ma reconnaissance.

Ce travail expérimental ne serait pas ce qu'il est sans l'habileté et le dévouement de tous les membres de l'équipe, D. BACHELIER, J.L. BOYARD, J.C. JOURDAIN et M. ROY-STEPHAN.

Merci aussi à Y. BISSON et P. LELONG pour l'aide technique qu'ils ont apportée lors de la réalisation des expériences.

La deuxième partie de ce travail doit aussi beaucoup au savoir faire de nos collègues de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon et du Département de Physique Nucléaire de Saclay, M. BEDJIDIAN, E. DESCROIX, P. FOESSEL, A. GARIN, J.Y. GROSSIORD, A. GUICHARD, M. GUSAKOW, R. HAROUTUNIAN et J.R. PIZZI, ainsi que des techniciens lyonnais S. GARDIEN et M. JACQUIN. Je les en remercie vivement.

Madame C. LAZARD et Monsieur M. DILLIG m'ont été d'une aide précieuse pour l'interprétation des résultats.

J'ai apprécié l'aide des ingénieurs et des responsables du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire à Electrons de Saclay et du Laboratoire National Saturne. Je tiens à remercier plus particulièrement les physiciens du bâtiment M de l'A.L.S. de leur chaleureux accueil.

Je n'oublierai pas les conducteurs des accélérateurs qui ont fait tout leur possible pour satisfaire à nos exigences.

Enfin, je tiens à exprimer mes remerciements à S. BOUBY, M. FOURNIER, A. GASCHET, C. GRISAUD et M. PARE, responsables de la présentation de ce mémoire.

SOMMAIRE

Page

REMERCIEMENTS

A - INTRODUCTION 1

B - L'ABSORPTION DE PIONS EN VOL SUR LES NOYAUX LEGERS 3

I - INTRODUCTION 3

II - METHODE EXPERIMENTALE 4

1) LE FAISCEAU DE PIONS 4
2) LA CIBLE 5
3) LE BLINDAGE DE PLOMB 6
4) LE MONITEUR 7
5) LE TELESCOPE A PARCOURS 8

III - RESULTATS EXPERIMENTAUX 11

1) EVALUATION DES CORRECTIONS 11
2) EXTRACTION DES SECTIONS EFFICACES 14
a) l'oxygène 14
b) le béryllium 17

IV - ASPECTS THEORIQUES DES REACTIONS (π^+,p) et (p,π^+) 20

1) LE MODELE A UN NUCLEON 20
2) LE MODELE A DEUX NUCLEONS 21
a) modèles microscopiques 22
b) modèles phénoménologiques 22

V - COMPARAISON DES RESULTATS EXPERIMENTAUX AVEC LES CALCULS . 23

1) L'OXYGENE 23
2) LE BERYLLIUM 23

C - LA PRODUCTION SEMI-COHERENTE DE RESONANCES 33

I - MOTIVATIONS 33

II - METHODE EXPERIMENTALE 36

1) LE FAISCEAU 36
2) LA CIBLE ET LA CHAMBRE A REACTIONS 37
3) LA DETECTION 38
4) LE MONITEUR 42
5) L'ACQUISITION 43

Page

III - RESULTATS EXPERIMENTAUX : EXTRACTION DES SECTIONS EFFICACES 44

1) EXTRACTION DES DONNES BRUTES : SEPARATION EN CHARGE ET MASSE 44
2) CALCUL DES SECTIONS EFFICACES : CORRECTIONS 53
3) CALCUL D'ERREURS 61

IV - ELEMENTS THEORIQUES 64

1) LE MODELE DE TREFIL 64
2) LE MODELE OPTIQUE DE PRODUCTION DU Δ^{++} 73

V - COMPARAISON DES CALCULS AVEC LES RESULTATS EXPERIMENTAUX . 76

1) LE MODELE DE TREFIL 76
2) LE MODELE OPTIQUE 83

D - CONCLUSION 87

APPENDICE I 91

APPENDICE II 94

REFERENCES 101

A

INTRODUCTION

Autrefois objets de préoccupation des seuls physiciens des hautes énergies, les mésons et résonances baryoniques viennent petit à petit prendre place également dans la physique nucléaire grâce à la reconnaissance de leur rôle dans les forces et la structure nucléaire et à la possibilité de mettre en évidence, auprès des accélérateurs d'énergie intermédiaire, leur existence et leurs effets dans la matière et les réactions nucléaires.

En effet, par le choc de deux nucléons dont l'un est au repos, on peut créer des mésons ou exciter des résonances baryoniques. L'énergie cinétique seuil, correspondant à un état final dont l'énergie cinétique totale dans le système du centre de masse est nulle, est de 280 MeV pour la création d'un pion et de 540 MeV pour l'excitation de la première résonance baryonique. Seule la moitié de l'énergie incidente est disponible dans le centre de masse. Mais il est possible de créer des particules en dessous du seuil élémentaire : le choix d'une cible lourde permet de diminuer cette énergie cinétique incidente dans le laboratoire jusqu'à -à la limite- l'énergie de masse de la particule à créer.

En dessous, l'énergie et l'impulsion sont conservées globalement et on est amené à considérer des chocs élémentaires dans lesquels ces quantités ne sont pas conservées séparément. On a affaire alors à des processus hors couche d'énergie auxquels on associe la propagation de particules virtuelles. La conservation du quadrivecteur énergie impulsion total n'est réalisée que grâce à un effet de cohérence de l'ensemble des nucléons du noyau. La participation de plusieurs nucléons étant requise, le processus quasi-libre ne peut se produire.

Au-dessus du seuil élémentaire, au contraire, la réaction quasi-libre est possible et c'est celle qui domine lorsque le quadritransfert n'est pas trop élevé. Mais, si ce transfert peut, en théorie, être absorbé par un seul nucléon lié, il peut être plus avantageux de le répartir sur plusieurs nucléons. On met de cette façon en jeu les processus de rediffusion, donc tout ou partie des nucléons du noyau. Ceux-ci peuvent se faire sur couche d'énergie et le problème semble apparemment moins compliqué puisqu'il ne nécessite pas une prolongation toujours délicate des amplitudes hors couche et est donc, en principe, moins sensible à une mauvaise paramétrisation des fonctions d'onde nucléaires.

Plusieurs ingrédients entrent en jeu pour le calcul d'une réaction de production sur un noyau. En premier lieu, le mécanisme de production élémentaire ; en second lieu, le mécanisme de partage de l'impulsion, c'est-à-dire la rediffusion dans les voies d'entrée et de sortie. Ces deux points ne sont pas indépendants , en particulier dans la réaction (π^+,p), puisque certains modèles considèrent un graphe élémentaire qui comprend lui-même une part de la rediffusion. En dernier lieu, la partie structure nucléaire. La connaissance de deux de ces points permettrait de déduire des informations sur le troisième. Cette possibilité, quoique séduisante, ne reflète pas la réalité. Dans une réaction nucléaire, ces trois

facteurs sont en général non factorisables, et cela d'autant plus que les réactions aux énergies intermédiaires mettent en jeu des transferts importants et que l'on se trouve en-dessous du seuil de production élémentaire. L'extraction d'informations s'avère donc extrêmement délicate et dépendante des hypothèses faites. La production de pions en constitue une parfaite illustration puisqu'après dix ans d'efforts expérimentaux et théoriques, le mécanisme n'est pas encore assez bien compris pour que l'on puisse extraire de ces réactions des informations sur le comportement des fonctions d'onde nucléaires aux grandes impulsions.

Dans la physique des énergies intermédiaires -qui recouvre l'interaction des particules élémentaires avec les noyaux- la rediffusion des pions et la propagation des delta dans la matière nucléaire jouent un rôle important encore mal connu. Ces deux phénomènes contribuent d'une manière importante aux grands transferts d'impulsion qui constituent toujours, dans ce domaine, un grand pôle d'intérêt. Ils jouent un rôle primordial dans les deux études qui font l'objet de ce travail.

La première est l'absorption de pions en vol sur les noyaux légers. Si l'on se ramène à l'énergie du proton qui donne la même énergie totale dans le système pion-noyau, on constate qu'on est à 100 MeV en-dessous du seuil de production élémentaire. On pourrait ainsi mettre en évidence les composantes d'impulsion élevée, de l'ordre de 500 à 700 MeV/c, dans les fonctions d'onde, dans l'hypothèse d'une bonne connaissance de l'interaction du proton et du pion avec le noyau. Si l'interaction proton-nucléon est suffisamment bien connue à cette énergie, il n'en est pas de même de l'interaction pion-nucléon dont le comportement hors couche (lié au passage par la résonance delta) n'est pas encore parfaitement compris, malgré l'avènement des usines à pions. Or, la connaissance de cette interaction est essentielle si l'on veut extraire des informations de structure nucléaire, car, comme on le montrera, c'est la distorsion du pion qui détermine le domaine d'impulsion où la fonction d'onde est effectivement testée. L'étude des réactions (π^+,p) ou (p,π^+) révèle des aspects variés que les nombreuses expériences menées jusqu'à présent tentent d'éclaircir. Nous avons choisi de mesurer les réactions $^{16}O\ (\pi^+,p)^{15}O$ à 66 MeV et $^{9}Be\ (\pi^+,p)^{8}Be$ à 50 MeV. Le choix de ces deux réactions est aisé à expliquer : ces deux expériences de pick-up de neutron ont des équivalents dans le domaine des réactions nucléaires classiques, avec lesquelles les comparaisons peuvent être fructueuses : l'oxygène et le béryllium comptent au nombre des noyaux pour lesquels une résolution modérée suffit, telle qu'on peut l'obtenir avec les faisceaux de pions de l'accélérateur linéaire à électrons de Saclay. Cette expérience, qui a débuté en 1974, s'est achevée en 1979. Elle a été réalisée par une équipe de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. Elle fait l'objet du Chapitre B.

La deuxième expérience est la production semi-cohérente de la résonance baryonique Δ^{++} sur un noyau léger. Contrairement à la réaction (π^+,p), on se place alors au-dessus du seuil élémentaire. Le processus élémentaire de production de la résonance peut se faire sur un nucléon cible fixe. Toutefois, l'importance du transfert mis en jeu (transfert minimum de 200 MeV/c à 0°) requiert un partage de l'impulsion. Ce partage peut se faire grâce à la rediffusion de la particule incidente ou de la particule produite. On pourra donc, si on connait le processus élémentaire, les fonctions d'onde nucléaires et l'interaction nucléon-nucléon, déduire des informations sur l'interaction résonance-nucléon. Plus celle-ci sera importante, plus la probabilité d'une interaction delta-nucléon sera grande et plus la différence avec l'onde plane sera grande et plus aisée à mettre en évidence. Cette expérience a été réalisée sur le nouveau synchrotron à protons Saturne à une énergie de 1,04 GeV. Le choix du noyau de lithium 6 rend la détection du noyau de recul relativement aisée et permet de spécifier parfaitement l'état final. Cette étude, réalisée en 1979 et 1980, est le fruit d'une collaboration Saclay-Orsay-Lyon. Le Chapitre C lui est consacré.

°° B °°

L'ABSORPTION DE PIONS EN VOL SUR LES NOYAUX LEGERS

°°°

L'introduction de la distorsion, dans quelque modèle que ce soit, a pour effet de modifier les valeurs des impulsions libres k_π et k_p en k_π^{eff} et k_π^{eff} de manière à diminuer le transfert $\vec{Q} = \vec{k_\pi} - \vec{k_p}$ et par conséquent d'augmenter les sections efficaces. Malgré la grande quantité de données, on ignore encore le mécanisme de ces réactions. Des expériences ont été entreprises afin de séparer mécanisme et structure nucléaire. On a ainsi étudié la variation des sections efficaces en fonction de l'énergie (Réf.6), à transfert constant, la production ou l'absorption de pions négatifs (Réf.7) et la production par des protons polarisés (Réf.8). La comparaison systématique des réactions (π^+,p) avec (γ,p) et (p,d) sur les mêmes noyaux constitue une autre approche, pour le moment très limitée (Réf.9). Bien qu'il n'existe pas, à l'heure actuelle, d'analyse consistante de toutes les données, on peut affirmer que les effets de structure nucléaire à eux seuls ne peuvent pas expliquer les valeurs relatives des sections efficaces d'excitation d'un niveau à un autre ou d'un noyau à un autre. La comparaison avec les réactions nucléaires classiques, pour lesquelles le mécanisme est beaucoup mieux connu, fait apparaître clairement la prédominance , dans les réactions (π^+,p) ou (p,π^+), de l'excitation de niveaux de haut spin. Il est alors tentant de considérer une règle de sélection, comme il en existe pour les réactions par ions lourds (Réf.10), que l'on peut formuler de la manière suivante : supposons que la réaction ait lieu préférentiellement à la surface du noyau, on peut alors considérer le transfert classique de moment angulaire $\Delta l = |\vec{k_p} - \vec{k_\pi}|R$ (il est de l'ordre de 6 à 50 MeV pour une cible de masse 10). La réaction est d'autant plus probable que l'adaptation au transfet ΔL défini par $\Delta L = |\vec{J}_A - \vec{\frac{1}{2}} - \vec{J}_B|$ est meilleure. En d'autres termes, des valeurs élevées de spin initial et final favorisent cette adaptation. Bien que cette règle empirique soit en accord avec un certain nombre de données, et ceci aussi bien au seuil (Réf.11) qu'à haute énergie (Réf.12), l'hypothèse de la localisation en surface semble à priori paradoxale pour les pions, si on considère l'importance du libre parcours moyen du pion à basse énergie (de l'ordre de 5 fm à 50 MeV).

Les deux réactions étudiées ici $^{16}O(\pi^+,p)^{15}O$ et $^{9}Be(\pi^+,p)^{8}Be$ peuvent être considérées comme des tests de cette règle. Dans le cas de l'oxygène, il s'agit de deux niveaux trous $(p_{\frac{3}{2}})^{-1}$ et $(p_{\frac{1}{2}})^{-1}$ de même structure. Pour le ^{9}Be, la séquence d'excitation 0^+ 2^+ 4^+ du ^{8}Be apparaît particulièrement intéressante puisqu'elle réalise une adaptation sélective ; le niveau 4^+ devrait être favorisé puisque son spin remplit la condition $\Delta l = \Delta L = 6$.

II - METHODE EXPERIMENTALE :

1) LE FAISCEAU DE PIONS : (Réf.13)

Avec un accélérateur linéaire à électrons, les pions sont produits par les réactions suivantes :

e^- + Radiateur → e^- + γ + ... puis γ + Radiateur → π^+ + ...

Une roue de cuivre refroidie, en rotation rapide, constitue le radiateur. Le faisceau d'électrons de l'A.L.S., focalisé sur cette roue, représente un courant d'environ 15 mA crête, et correspond, pour un taux de répétition de 1000 Hz et une largeur d'impulsion de 20 µs, à un courant moyen de 300 µA. L'énergie optimum pour l'obtention du faisceau de pions (environ 400 MeV) résulte d'un compromis entre la variation des sections efficaces de photo-production avec l'énergie et la droite de charge de l'accélérateur. Les pions produits à 120° -cet angle offre le meilleur rapport e^+/π^+ - sont ensuite transportés et focalisés sur la

cible au moyen d'une optique composée de neuf quadripôles et de deux dipôles (*Fig.1*). Deux modes de fonctionnement sont utilisés : le mode "achromatique" de bande passante $\frac{\Delta p}{p} = \pm 5\%$ et le mode "dispersif" de bande passante ajustable que nous avons choisi. En effet, compte tenu des autres causes d'élargissement, une valeur de $\frac{\Delta p}{p} = \pm 1.5\%$ constitue un bon compromis entre la résolution et le flux incident. La dimension du faisceau de pions sur la cible est dans ces conditions de 4 x 2.5 cm^2 et le flux à 70 MeV de 3.10^5 π^+/s. Cependant, le faisceau n'est pas pur ; il se compose de protons de basse énergie (environ 10 MeV) de pions, de muons et de positons.

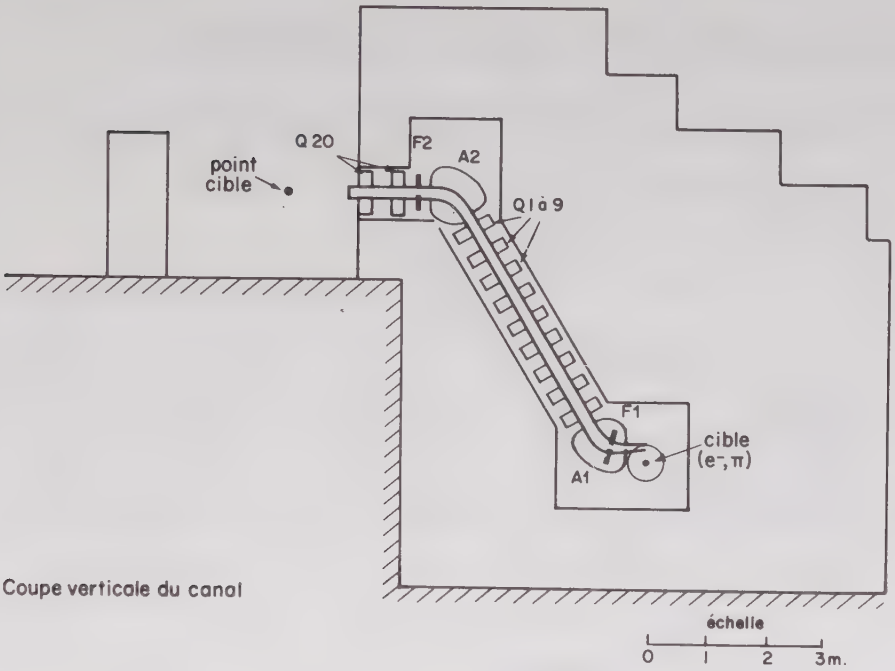


Fig.1 : Dispositif de production et de transfert du faisceau secondaire de pions de l'Accélérateur Linéaire à Electrons de Saclay.

Nous discuterons dans un paragraphe ultérieur des remèdes à apporter pour s'affranchir de la contribution des particules autres que les pions. L'ensemble du dispositif expérimental est représenté sur la *figure 2*.

2) LA CIBLE :

Compte tenu de la faiblesse des flux de pions disponibles et de la différence de pertes d'énergie spécifique des protons et des pions, il convient d'utiliser une cible épaisse et de l'incliner de façon à optimiser la résolution. On remplit cette condition en satisfaisant à la condition :

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_\pi}{\cos(\psi)} = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_p}{\cos(\psi-\theta)}$$

La résolution de cette équation conduit à des valeurs de l'angle d'inclinaison de la cible ψ comprises entre 50° et 72° pour des angles d'émission des protons compris entre 25° et 120°.

Pour l'étude de la réaction sur l'oxygène, nous avons utilisé une cible d'eau. Celle-ci est constituée d'une cellule, composée d'un cadre en epoxy et de deux fenêtres en mylar de 50µ, que l'on remplit d'eau distillée. La mesure précise de l'épaisseur effective est effectuée au pied à coulisse. Nous nous sommes rendus compte que l'épaisseur variait notablement lors de vidage et de remplissage successifs. Aussi, avons nous utilisé deux cibles identiques, l'une pleine et l'autre vide, et procédé par simple substitution pour les mesures de cible vide. L'épaisseur de la cible d'eau est de 1.6 g/cm^2.

La cible de beryllium, constituée par un parallélépipède de 20 x 10 x 1.12 cm^3 a une épaisseur de 2.067 g/cm^2. Sa pureté est de 98.4%.

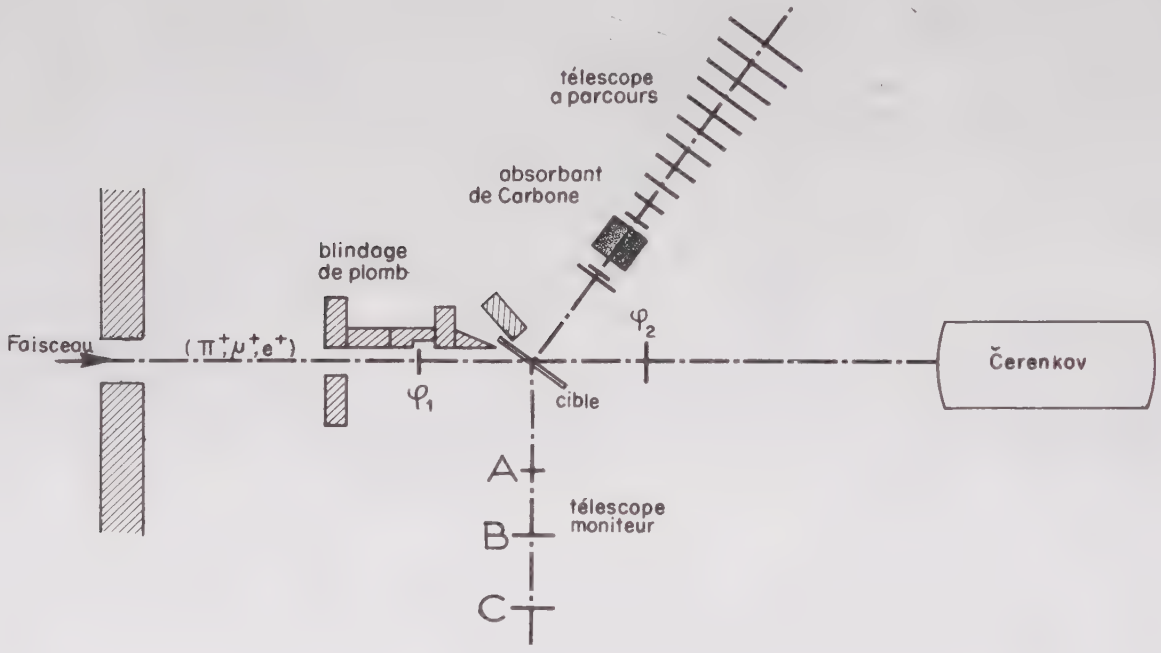


Fig.2 : Dispositif expérimental global.

3) *LE BLINDAGE DE PLOMB* :

Son importance est liée à l'existence de particules contaminantes. Celles-ci sont soit présentes dans le faisceau transporté, soit créées entre le dernier aimant d'analyse (*Fig.1*) et la détection (*Fig.2*). Le blindage a pour but de les éliminer. Ce sont essentiellement des muons et des électrons. Outre ceux qui sont produits avant l'entrée dans la ligne de transport et qui ont la même impulsion que les pions, on observe un fort taux d'électrons et de muons produits lors de la désintégration de pions stoppés dans le collimateur F2 (*Fig.1*). La disposition de briques de plomb, comme indiquée sur la *figure 2*, permet d'éliminer ce fond.

De plus, tout au long du trajet du faisceau, des pions se désintègrent en vol, donnant des muons. Ces muons, environ 15% du flux incident pour une distance de 1,20 m, sont émis dans un cône $\Delta\Theta$ dont l'ouverture dépend de l'énergie des pions. A 70 MeV, on a $\Delta\theta = 17°$. Afin d'éviter que ces muons ne soient comptés dans la détection, il est nécessaire de prolonger le blindage le plus près possible de la cible. La seule zone dont on ne puisse s'affranchir (représentée en hachuré sur la *figure 2*) détermine l'angle minimum de détection des protons. Compte tenu de l'ouverture angulaire du spectromètre à parcours et du cône d'ouverture d'émission des muons, les angles minimum sont respectivement 25° et 30° pour l'oxygène et le béryllium. La brique de plomb située après la cible permet, à petit angle, de ramener l'ouverture angulaire de détection à la seule cible.

4) LE MONITEUR :

Le principe du monitorage du faisceau de pions consiste à mesurer, à faible intensité (à environ 300 µA crête), le rapport R défini par :

$$R = \frac{\text{nombre de coincidences } \varphi_1 \varphi_2 \bar{C}}{\text{nombre de coincidences ABC}}$$

Le flux de particules N lors d'une mesure (sans $\varphi_1 \varphi_2$) est alors déterminé par :

$$N = R \cdot N_{ABC}$$

N_{ABC} représente le nombre de coincidences ABC. Ce dispositif est représenté sur la *figure 2*. Aux deux plastiques scintillants φ_1 et φ_2 placés dans le faisceau, est adjoint un Čerenkov à gaz (hexaflurorure de soufre) à haute pression afin d'éliminer par anticoincidence les positons présents dans le faisceau. Le téléscope ABC ne voit ni φ_1 ni φ_2. Les protons sont arrêtés par un écran d'aluminium de 2mm placé à la sortie du canal de transport des pions.

Le rapport R a été mesuré pour diverses valeurs de l'angle d'inclinaison de la cible. Ayant vérifié que R varie en raison inverse de l'épaisseur effective de la cible, il suffit de mesurer précisément sa valeur pour un seul angle.

Des corrections sont à effectuer pour connaître le nombre de pions frappant la cible. En effet, φ_1 et φ_2 ne permettent pas de discriminer pions et muons. Ils comptent donc les muons de même impulsion que le faisceau et les muons issus de la désintégration des pions après le dernier aimant d'analyse et φ_1. Ceux qui proviennent de la désintégration des pions le long de la ligne de transport, sont éliminés car leur rigidité magnétique ne correspond pas à celle du canal. Un calcul simple permet d'évaluer la contamination en muons et de la soustraire afin de connaître le nombre de pions $N_{\pi,c}$ sur la cible. On a :

$$N_{\pi,c} = (N_m - N_\mu) \frac{1}{\left(1 - \int_0^{D_1} \left(1 - \frac{e^{\left(\frac{-x}{\gamma\beta c\tau_0}\right)}}{\gamma\beta c\tau_0}\right) I(x)\, dx\right)} e^{\left(-\frac{(D_1 + D_2)}{\gamma\beta c\tau_0}\right)}$$

où N_m représente le flux total de particules sur le moniteur primaire φ_1.
N_μ représente le taux de muons présents dans le faisceau à la sortie du canal.
τ_0 est le temps de vie du pion égal à 26 ns.
$I(x)$ représente la proportion de muons de désintégration qui ne traverse pas φ_1.
D_1 et D_2 représentent les distances fente F_2 - φ_1 et φ_1 - cible.

$$I(x) = \int_{|\theta_y|>\theta_1} \int_{|\theta_z|>\theta_2} \mathcal{P}(\theta_y, \theta_z)\ d\theta_y\ d\theta_z$$

où $\theta_1 = \text{Arctg}\left(\frac{L}{D_1 - x}\right)$ $\theta_2 = \text{Arctg}\left(\frac{H}{D_1 - x}\right)$ $\mathcal{P}(\theta_y, \theta_z)$ représente la probabilité d'émission d'un muon dans la direction définie par θ_y et θ_z. L et H représentent respectivement la demi-largeur et la demi-hauteur de φ_1. Cette intégrale est évaluée par une méthode de Monte-Carlo. N_μ est de l'ordre de 5% du nombre total de particules dans le faisceau.

Le dénominateur tient compte des muons de désintégration comptés par φ_1 et vaut 1.12 : le facteur : $e^{-\frac{(D_1+D_2)}{\gamma\beta c\tau_o}}$ vaut 0.84.

La proportion de positons dans le faisceau, dont la variation au cours du temps en dehors des mesures de monitorage n'affecte pas nos mesures, est évaluée à l'aide du Čerenkov, à environ 20% pour un faisceau de pions d'une énergie de 55 MeV.

5) LE TELESCOPE A PARCOURS :

Afin de détecter des protons d'énergie comprise entre 150 et 185 MeV, nous avons construit un télescope à parcours. Les caractéristiques géométriques sont rassemblées dans le tableau I, ci-dessous.

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	Ecran
Hauteur (cm)	8	5.6	5.6	10	10	13	13	16	16	19	19	21	21	10
Largeur (cm)	8	5.6	5.6	10	10	13	13	16	16	19	19	21	21	8
Epaisseur (mm) ^{16}O	5	5	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	Variable
Epaisseur (mm) ^{9}Be	5	5	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	
Interdistance (cm)	0.5	15	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5		-

- Tableau I -
Caractéristiques géométriques du téléscope à parcours

Son principe de fonctionnement est le suivant : les trois premiers scintillateurs 0, 1 et 2, par le seuil des discriminateurs qui leur sont associés, effectuent une sélection sur la valeur de la perte d'énergie : l'écran de carbone, dont l'épaisseur est choisie en fonction de la plage en énergie des protons que l'on veut analyser, est destiné à arrêter toutes les autres particules ; un jeu d'écrans de 1, 2, 5, 10, 20 et 70 mm d'épaisseur permet toutes les combinaisons par pas de 1mm ; les onze derniers scintillateurs (2 à 12) constituent la partie assurant la mesure de l'énergie restante des protons. Le choix de l'épaisseur des scintillateurs résulte d'un compromis entre la résolution et la couverture d'une grande plage en énergie. Le tableau II illustre l'effet de loupe sur l'énergie à la sortie de l'écran. La dimension croissante des scintillateurs a pour but d'éviter une perte de particules par diffusion multiple.

	E^* (θp = 30°) (MeV)	E_p Sortie cible (MeV)	Epaisseur de l'écran (g/cm²)	E_p Sortie écran (MeV)	Parcours restant (g/cm²)	N° de la cellule atteinte
Mesure I	0	163.09	18.36	44.5	2.021	10
	5	158.62	18.36	31.2	1.055	6.17
	10	154.14	18.36	8.7	0.108	2.43
Mesure II	10	154.14	15.83	52	2.64	12.43
	15	149.66	15.83	40.7	1.707	8.76
	20	145.16	15.83	27	0.797	5.15

- Tableau II -

La mesure II est décalée, en parcours, de 10 cellules par rapport à la mesure I. E^* est l'énergie d'excitation de ^{8}Be correspondant à E_p (pour E_π = 55 MeV).

Le schéma de l'électronique est représenté sur la *figure* 3. La coincidence des voies 0, 1 et 2 définit un signal d'ouverture d'analyse qui est envoyé sur le pattern unit. Cet élément a pour tâche d'enregistrer la configuration des scintillateurs touchés et de la coder. Chaque discriminateur associé aux scintillateurs 2 à 12 précède ainsi une bascule. L'état 1 correspond au passage d'une particule ; dans le cas contraire, elle reste dans l'état 0. L'ensemble des états des bascules constitue un nombre binaire N qui est directement stocké sur le bloc mémoire BM 96. Ce mot peut s'écrire $N = \sum_{i=0}^{10} \alpha_i \, 2^i$ où $\alpha_i = 0$ ou 1. Transformé en décimal, il correspond au canal auquel est affecté l'événement. Ce système de codage assure une correspondance biunivoque entre l'ensemble des configurations possibles et l'ensemble des nombres inférieurs ou égaux à $2047 \left(\sum_{i=0}^{10} 2^i \right)$. Les spectres de ces différents nombres N sont simplement comptés sur un bloc mémoire traditionnel. Dans le cas d'un téléscope à parcours, les seuls nombres possibles, en principe, sont de la forme $2^n - 1$ et correspondent à une particule s'arrêtant dans le scintillateur de rang n + 1. Toutefois, à cause de la diffusion multiple et d'une certaine inefficacité des compteurs, nous avons enregistré également un petit nombre de configurations de structure différente. Un exemple de spectre obtenu se lit dans le tableau III. Un événement dans le canal 47 correspond à une particule qui n'a pas déclenché le compteur 6. De tels événements, environ 1‰ du total, sont éliminés lors du dépouillement, car on ne peut savoir s'ils correspondent à des particules ayant traversé mais pas déclenché le compteur 6 ou à des particules qui, du fait de la géométrie des scintillateurs ont évité le compteur 6 et déclenché le 7.

Un réglage précis des seuils des discriminateurs 0, 1 et 2 est essentiel. En effet, un nombre important de pions et de muons -en regard du nombre de protons qui est de l'ordre de 1 par minute à petit angle- frappe les compteurs 0 et 1. Ils ont une perte d'énergie peu différente de celle des protons (~ 30%) et présentent un straggling en énergie important. On détermine sur les scintillateurs 0, 1 et 2 des seuils "pions" qui coupent la moitié des pions. Les valeurs des seuils "protons" pour 0, 1 et 2, sont alors déterminées par multiplication des valeurs des seuils "pions" respectivement par 1,27, 1,27 et 2,5. Ces rapports, déterminés par le calcul, tiennent compte du straggling en énergie important, pour les protons et surtout les pions, lors de la traversée de faibles épaisseurs de matière (Réf.14).

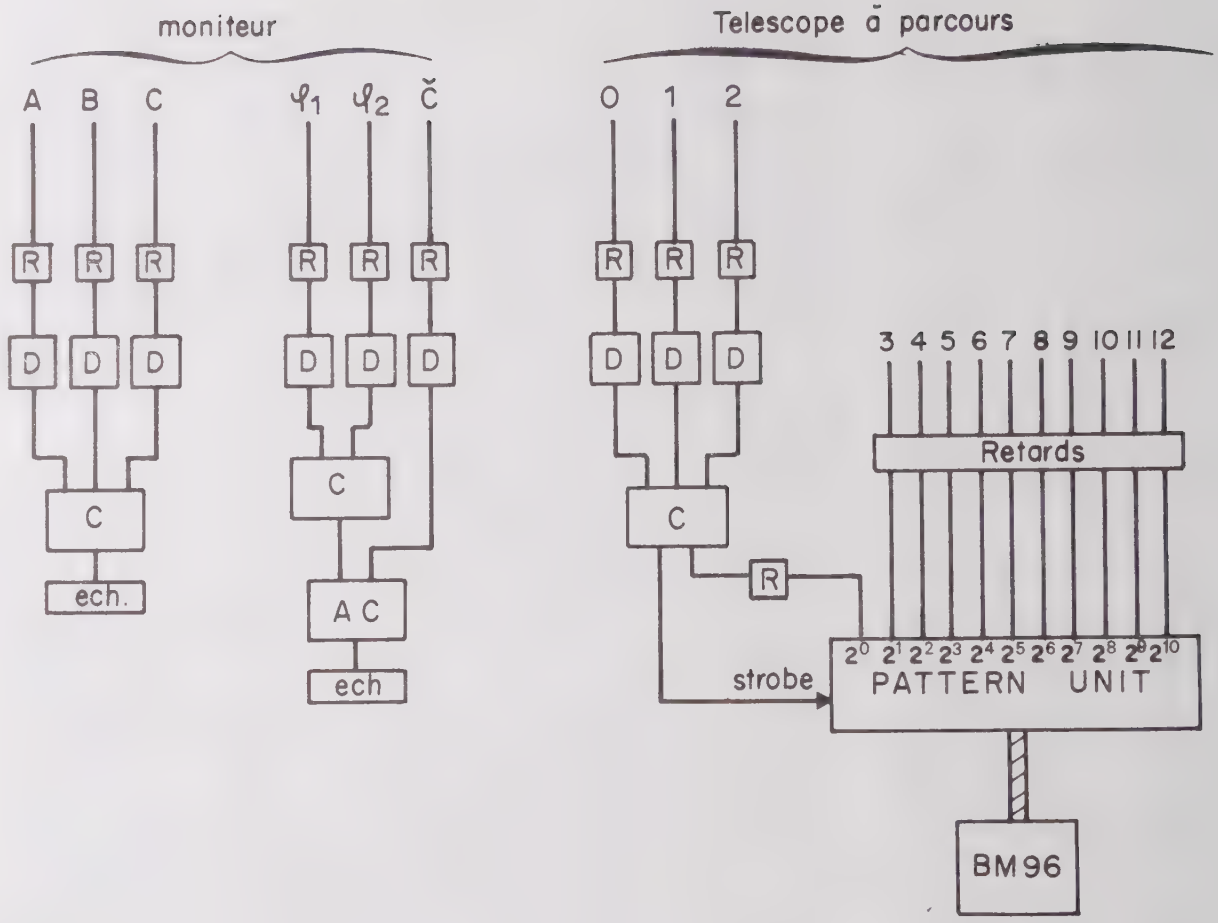


Fig.3 : Schéma électronique
R : Retard - D : Discriminateur - C : Coincidence -
AC : Anti-coincidence - Ech : Echelle.

N° de canal	Nombre de coups	Configuration des compteurs touchés										
		2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	34	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
3	26	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0
7	37	1	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0
15	24	1	1	1	1	0	0	0	0	0	0	0
31	18	1	1	1	1	1	0	0	0	0	0	0
47	2	1	1	1	1	0	1	0	0	0	0	0
63	14	1	1	1	1	1	1	0	0	0	0	0
127	15	1	1	1	1	1	1	1	0	0	0	0
255	7	1	1	1	1	1	1	1	1	0	0	0
511	8	1	1	1	1	1	1	1	1	1	0	0
1023	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	0
2047	14	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1

- Tableau III -

• Exemple de spectre obtenu sur le BM 96 à 75 degrés sur le béryllium.

Les 14 coups présents dans le canal 2047 indiquent que cette mesure correspond à une partie haute du spectre d'énergie d'excitation

III - RESULTATS EXPERIMENTAUX :

1) *EVALUATION DES CORRECTIONS* :

La prise de données ne comportant pas l'enregistrement des amplitudes sur chaque scintillateur, une évaluation précise des contaminants possibles doit être entreprise afin de s'assurer que les événements enregistrés ne peuvent être que des protons. Nous examinerons ainsi successivement les électrons et les muons ; les pions ont un parcours dans le carbone toujours très inférieur à l'épaisseur de l'écran.

a) *Les électrons* :

En premier lieu, on distingue les électrons présents dans le faisceau, diffusés élastiquement. Les seuils mis sur les voies 0 et 1 éliminent cette contribution faible puisque la section efficace élastique électron noyau est, à l'énergie de 150 MeV, d'environ 3µb/sr à 30°. De tels électrons traversent en fait tout le téléscope. L'absence d'événéments dans le canal 2047 (correspondant à la configuration de tous les compteurs touchés) prouve que leur contribution est nulle. L'autre source possible d'électrons provient de la désintégration en cascade des pions diffusés par la cible et stoppés dans le carbone.

$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ période de désintégration 26 ns

$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ période de désintégration 2.2 µs

C'est une contamination qui donne des coincidences fortuites. La distribution en énergie des électrons est donnée par le terme d'espace de phase à trois corps

$$\frac{dN}{dE} \alpha \sqrt{T^2 + 2m_e T}$$

qu'on peut écrire en première approximation $\frac{dN}{dE} \alpha (E - E_{MAX})$

E_{MAX} = 53 MeV est l'énergie cinétique maximum des électrons issus de la désintégration du μ^+ . On est donc en présence d'une source d'électrons, placée à une distance typique de 2cm de la face arrière de l'écran de carbone (cette distance varie évidemment avec l'énergie des pions à la sortie de la cible, donc avec l'angle d'observation, puisque l'angle d'inclinaison de la cible en dépend, et avec l'épaisseur totale de l'écran).L'estimation du taux d'électrons contaminant le spectre de proton, pour une mesure, conduit à :

$$N_e = N_\pi (1-\alpha)^2 \, \mathfrak{S} \left(1 - \frac{1}{\tau_\mu - \tau_\pi}\left(\tau_\mu e^{-\frac{\Delta\tau}{\tau_\mu}} - \tau_\pi e^{-\frac{\Delta\tau}{\tau_\pi}}\right)\right) \Delta\Omega$$

$$\cdot \left(\int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{dN}{dE} \Big/ \int_0^{E_{max}} \frac{dN}{dE} \right)$$

N_π représente le nombre de pions diffusés à l'angle Θ pendant une mesure .$(1 - \alpha)^2$ La probabilité qu'un pion simule une coincidence 0-1.α vaut 0,7 et correspond à la probabilité pour un pion de ne pas déclencher un scintillateur $\mathfrak{S}$ est la proportion de pions non désintégrés en vol, d'une énergie de moins de 5 MeV. Ce facteur vaut 0,7.

$1 - \frac{1}{\tau_\mu - \tau_\pi}\left(\tau_\mu e^{-\frac{\Delta\tau}{\tau_\mu}} - \tau_\pi e^{-\frac{\Delta\tau}{\tau_\pi}}\right)$ représente la probabilité qu'un pion se désintégrant donne un électron dans un intervalle de temps $\Delta\tau$ = 20ns ; $\Delta\tau$ est la largeur du palier de coincidence 012 . Sa valeur est de 3.10^{-3}. Le scintillateur 2 voit cette source d'électrons sous un angle solide $\Delta\Omega$. Le dernier facteur tient compte du fait que seuls les électrons dont l'énergie est suffisante pour sortir de l'écran, doivent être considérés. E_{min} vaut 12 MeV pour un parcours restant de 2cm. L'ensemble de ces facteurs conduit à une valeur $N_e = 2.10^{-2}$. La contribution des électrons peut donc être totalement négligée.

b) *Les muons* :

Nous distinguerons deux types de contamination par les muons ; celle qui est induite par les muons issus de la désintégration des pions du faisceau incident et celle qui provient de la désintégration en vol des pions diffusés au même angle que les protons analysés. Pour ces deux cas, il est utile d'avoir à l'esprit la cinématique de la réaction $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$

Sur la *figure 4* est représentée une telle cinématique de désintégration pour une énergie cinétique de pion typique de 55 MeV.

1) A 55 MeV, la limite d'émission angulaire des muons est de 16°,9. C'est à cet angle que le nombre de muons est maximum. 20% des muons sont émis entre 16° et 16°,9, leur énergie est alors comprise entre 29 et 45 MeV. En particulier, ceux dont l'énergie avoisine 30 MeV peuvent déclencher les compteurs 0 et 1, car ils ont une perte d'énergie qui est de l'ordre de l'énergie seuil, celle qui coupe 70% des pions. Il est donc nécessaire, compte tenu de ce flux important de particules, de protéger efficacement la détection : c'est un des rôles du blindage de plomb. Les muons créés très près de la cible (*figure 2*) ne peuvent être éliminés à l'aide d'un blindage et limitent par conséquent l'angle minimum de mesure des protons à environ 20°.

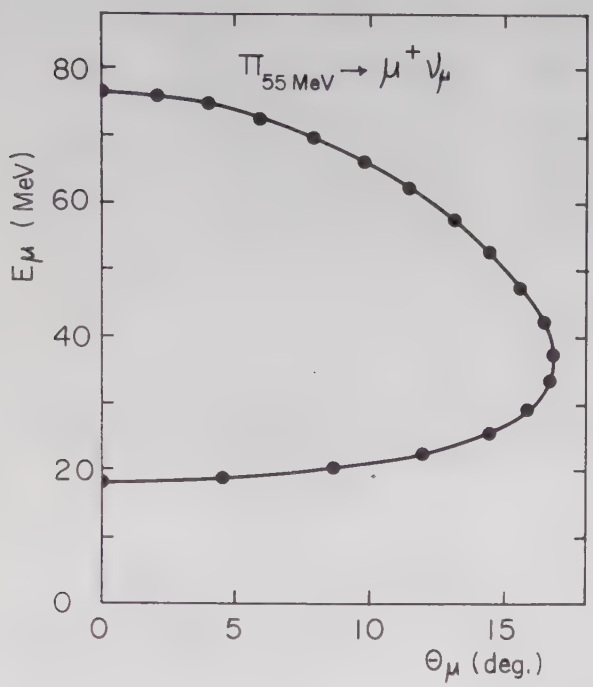


Fig.4 : Cinématique de la désintégration $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Les points déterminent des zones angulaires de 10° dans le centre de masse.

2) A l'opposé de cette première contamination de muons facilement éliminée, l'autre est plus difficile à saisir. Pour la calculer, il a fallu mettre au point un programme de simulation du type Monte-Carlo. La *figure 5* détermine deux zones que nous discuterons séparément. La première correspond à une désintégration avant les scintillateurs 0 et 1. Cette désintégration fournit des muons dits "avants" de grande énergie (environ 50 à 65 MeV) dont le parcours est équivalent à celui des protons mesurés. Du fait du straggling, ils ne peuvent être totalement rejetés par 0 et 1. Les muons "arrières", dont l'énergie est d'environ 15 MeV sont arrêtés par l'écran. La seconde zone est associée à la désintégration des pions dans l'écran.

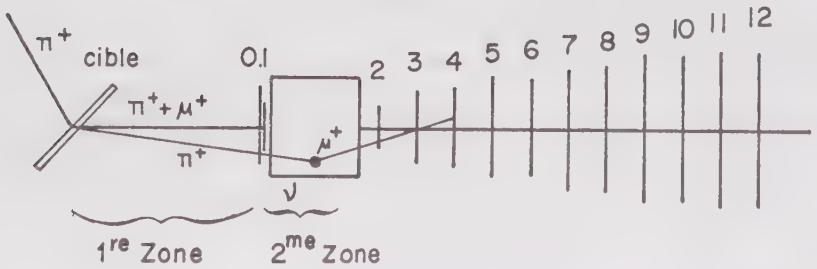


Fig.5 : Télescope à parcours : définition des différentes zones donnant lieu à des contaminations des spectres de protons par des muons (voir texte).

Le tableau IV illustre la situation :

X	R_π	E_π	E_μ	R_μ	E_μ	dE/dX)μ
0.0	8.65	45	65.3	10	44	0.37 → 2.8
0.1	7.79	42.2	62	8.5	40	0.38 2.8
0.2	6.92	39.5	59	7.2	36	0.41 2.8
0.3	6.06	36.3	55.5	5.75	31.5	0.44 2.8
0.4	5.19	23.1	52	4.35	26.5	0.49 2.8
0.5	4.33	29.7	48	2.8	20.5	0.57 2.8
0.6	3.46	26.5	44.2	1.5	14.5	0.73 2.8
0.7	2.60	22.5	39.2	-	-	- -
0.8	1.73	17.5	33.2	-	-	- -
0.9	0.87	12	26	-	-	- -
1.0	0	0	4.12	-	-	- -

- Tableau IV -

X est défini comme le rapport de la distance parcourue par le pion avant sa désintégration à son parcours, $R\pi$, est le parcours résiduel, $E\pi$, l'énergie correspondante du pion, $E\mu$, l'énergie maximum des muons, $R\mu$, le parcours de ces muons et $E\mu'$ l'énergie des muons à la sortie de l'écran. En fait, ils présentent un spectre dont le maximum est à E'μ. Enfin, la plage en dE/dX associée est indiquée, le seuil est à 1.9 MeV.

Le calcul de la contamination conduit à un spectre continu qui ne s'étend pas au delà du scintillateur n° 8. La correction des spectres n'est pas nécessaire car le taux d'événements contaminants reste, pour tous les angles, inférieur à 1%.

2) *EXTRACTION DES SECTIONS EFFICACES* :

Pour chaque angle, les mesures effectuées en recouvrement à l'aide d'écrans différents permettent de vérifier le bon fonctionnement du dispositif. Les spectres de protons bruts, c'est-à-dire le nombre de protons stoppés dans chaque cellule, sont transformés en spectres d'énergie d'excitation. L'étalonnage absolu en énergie d'excitation est fourni par la mesure de la réaction $^{12}C(\pi^+,p)^{11}C$ conduisant au fondamental du noyau de ^{11}C. En effet, ce niveau est bien séparé des niveaux excités (Réf.9), en particulier parce que le premier état excité à 2 MeV est relativement peu peuplé par cette réaction ; le niveau suivant peuplé est à 4.3 MeV. On obtient ainsi une précision sur l'étalonnage en énergie d'environ ± 0.3 MeV.

Les spectres sont ensuite décomposés à l'aide d'une méthode de moindres carrés. Si $F(E^*)$ désigne le spectre expérimental et $G(E^*)$ le spectre calculé, on cherche à minimiser la quantité

$$\chi^2 = \sum_i P_i \left(F(E_i^*) - G(E_i^*) \right)^2$$

où la sommation sur i est étendue à tous les points de mesure. Les poids P_i sont définis par $P_i = 1/\sigma_i^2$ où σ_i est l'erreur affectée à la mesure i. Dans le cas de très faibles nombres de coups, ces erreurs ne peuvent être calculées simplement par la formule $\sigma = \sqrt{N}$. Pour cela, nous avons utilisé les limites de confiancce pour la valeur attendue d'une variable de Poisson telles qu'elles ont été définies et calculées par B. Escoubes (Réf.15). Elles correspondent à une probabilité de 68%. Nous traitons séparément la décomposition des spectres dans les deux expériences.

a) *L'oxygène* :

C'est le cas où l'analyse des spectres est la plus simple. Les différentes contributions au spectre sont les niveaux de basse énergie, les deux espaces de phase à trois corps correspondant aux réactions $(\pi^+,2p)$ et (π^+,pn) et un spectre

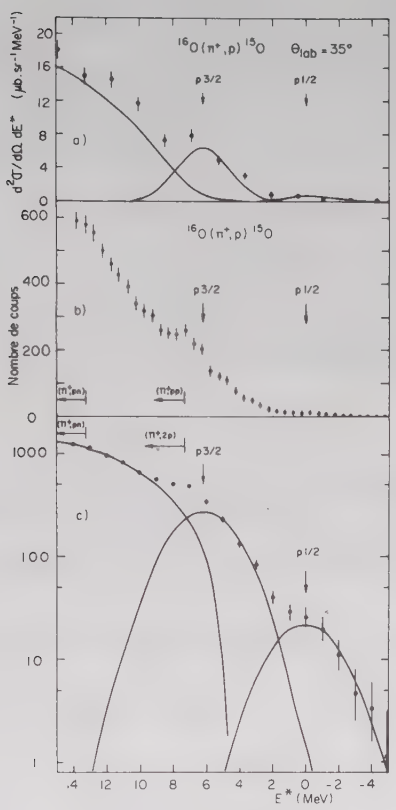


Fig.6 : a : spectre en énergie d'excitation de ^{15}O. Les courbes en trait continu indiquent la contribution des deux niveaux trous et du continuum $(\pi^+,2p)$. Le seuil du continu (π^+,pn) est à 13,2 MeV.

b : spectre somme sur tous les angles. c : identique à b mais porté en échelle semi-logarithmique. La contribution des états $\frac{3}{2}^-$ et $\frac{1}{2}^-$ de ^{15}O est indiquée. Les points ont été regroupés par deux.

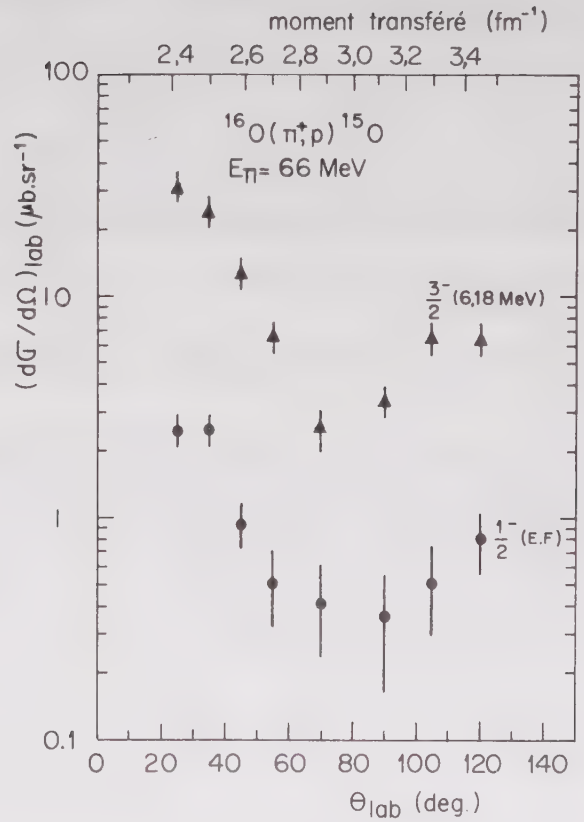


Fig.7 : Distributions angulaires des protons correspondant aux deux niveaux trous $(p\frac{3}{2})^{-1}$ et $(p\frac{1}{2})^{-1}$ de ^{15}O. Les erreurs portées sur cette figure sont les erreurs statistiques.

continu de forme exponentielle destiné à rendre compte de l'ensemble des niveaux de l'ensemble des niveaux d'énergie supérieure à 6,5 MeV. Les niveaux de basse énergie que nous avons d'abord considérés sont les états de parité négative qui devraient être privilégiés : ce sont les niveaux fondamental ($\frac{1}{2}^-$) et excité à 6,18 MeV ($\frac{3}{2}^-$) de ^{15}O. Nous avons vérifié que l'excitation des niveaux de parité positive $\frac{5}{2}^+$ et $\frac{1}{2}^+$ à 5,18 et 5,24 MeV était faible dans notre cas. Chacune des différentes contributions est convoluée avec une courbe de résolution théorique. Les espaces de phase à trois corps sont calculés par :

$$\frac{dN}{dE^*} = \frac{dN}{dE_3} \cdot \frac{dE_3}{dE^*}$$

$$\text{et} \quad \frac{dN}{dE_3} = \frac{\pi}{2} \, p_3 \, \frac{\left[(\bar{\omega}^2 + m_3^2 - 2\bar{\omega}\bar{E}_3 - (m_1+m_2)^2)(\bar{\omega}^2 + m_3^2 - 2\bar{\omega}\bar{E}_3 - (m_1-m_2)^2) \right]^{\frac{1}{2}}}{2\,(\bar{\omega}^2 + m_3^2 - 2\bar{\omega}\bar{E}_3)}$$

où E^*, p_3, $\bar{E}_3$, m_3, $\bar{\omega}$, m_1 et m_2 représentent respectivement l'énergie d'excitation du noyau de recul, l'impulsion du proton détecté dans le système du laboratoire, son énergie cinétique dans le système du centre de masse total, la masse du proton , l'énergie totale dans le centre de masse, les masses des deux fragments issus de la cassure du noyau de recul.

Dans le cas de l'oxygène, les ajustements ont été réalisés avec une fonction à quatre paramètres :

$$G(E^+) = P_1 \left(\frac{\widetilde{dN}}{dE^*} \right)_{\pi,2p} + P_2 \left(\frac{\widetilde{dN}}{dE^*} \right)_{\pi,pn} + P_3 \, e^{-\left(\frac{E^{*2}}{2\sigma^2} \right)} + P_4 \, e^{-\left(\frac{(E^* - 6,18)^2}{2\sigma^2} \right)}$$

où $\frac{\widetilde{dN}}{dE^+}$ représente les espaces de phase convoluées avec la résolution. Le nombre de protons correspondant à chaque niveau est alors calculé par $\frac{\sigma \sqrt{2\pi P_i}}{\Delta E^*}$

ΔE^* représente la largeur en énergie d'excitation correspondant à l'épaisseur d'une cellule. Les valeurs de χ^2 sont de l'ordre de 1 à 2 par degré de liberté selon les angles.

La *figure 6* montre un spectre en énergie d'excitation du noyau ^{15}O typique et le spectre obtenu par sommation de toutes les mesures. La décomposition y est indiquée dans un diagramme logarithmique. Les sections efficaces (*figure 7*), mesurées entre 25° et 120°, accusent une rapide décroissance jusque vers 70°, suivie d'une légère remontée à l'arrière. Le fait le plus frappant est sans conteste le rapport des sections efficaces de réaction conduisant aux deux niveaux trous $\frac{3}{2}^-$ et $\frac{1}{2}^-$ dont la valeur est comprise entre 6 et 13 sur le domaine angulaire mesuré. Ceci peut expliquer la faiblesse des valeurs mesurées par Amato (Réf.16), qui ne prend pas en compte totalement le niveau $\frac{3}{2}^-$. Néanmoins, la section efficace à 30° pour le $\frac{3}{2}^-$ est en accord avec celle qui a été mesurée pour le fondamental $\frac{3}{2}^-$ de ^{11}C Aux angles avants, une légère bosse dans la région de 12 MeV pourrait être dûe à l'excitation du niveau $T = \frac{3}{2}$ que la résolution ne permet pas d'identifier correctement. Une excitation similaire a été observée sur le carbone (Réf.9). Le grand rapport observé, environ 10, beaucoup plus grand que celui qui a été observé en réaction (p,d) (Réf.17) ou (^3He,α) (Réf.18) fait ressortir la sélectivité de la réaction (π^+,p).

b) *Le béryllium* :

La décomposition des spectres de ^{8}Be est rendue plus compliquée par la présence de niveaux dont la largeur naturelle n'est pas négligeable vis à vis de la résolution. De plus, ainsi que l'ont montré les premiers calculs, il n'est pas possible de décrire les niveaux larges par des Gaussiennes. En effet, si l'on emploie de telles fonctions, l'accord entre $G(E^*)$ et $F(E^*)$ se détériore de façon très nette dans la région d'énergie d'excitation autour de 6 MeV ; nous avons donc utilisé, pour décrire les niveaux larges, c'est à dire les niveaux 2^+ et 4^+ de ^{8}Be, des Lorentziennes dont les largeurs ont été prises respectivement de 1,56 et 3,5 MeV (Réf.19), convoluées avec la courbe de résolution. De plus, il faut noter qu'à côté des deux continua à trois corps $(\pi^+,2p)$ à 17,26 MeV et (π^+,pn) à 18,9 MeV, il y a une contribution plus génante, quoique moins intense, du continu à trois corps $\pi^+ + {}^{9}Be \rightarrow p + \alpha + \alpha$. La fonction d'ajustement se présente alors sous la forme :

$$G(X) = P_1 \left(\frac{\widetilde{dN}}{dX}\right)_{\pi^+,p\alpha} + P_2 \left(\frac{\widetilde{dN}}{dX}\right)_{\pi^+,2p} + P_3 \left(\frac{\widetilde{dN}}{dX}\right)_{\pi^+,pn} + P_4\, e^{\left(-\frac{X^2}{2\sigma^2}\right)} + P_5\, \mathcal{L}(2^+)$$

$$+ P_6\, \mathcal{L}(4^+) + P_7\, e^{\left(-\frac{(X-x_4)^2}{2(\sigma^2+\delta_4^2)}\right)} + P_8\, e^{\left(-\frac{(X-x_5)^2}{2(\sigma^2+\delta_5^2)}\right)} + P_{10}\, e^{\left(-\frac{(X-P_{11})^2}{2(\sigma^2+\delta_5^2)}\right)}$$

$$+ P_{12}\, e^{-\frac{X}{P_{13}}}$$

$\mathcal{L}(2^+)$ et $\mathcal{L}(4^+)$ représentent les Lorentziennes convoluées, X_4, X_5, δ_4 et δ_5 les positions et largeurs d'autres niveaux. Ces quatres facteurs ont été pris à 16,75 MeV, 21 MeV, 0,007 MeV et 0,18 MeV. La résolution expérimentale R est liée à σ par $R = 2{,}35\ \sigma$ et on a :

$$\sigma = \left(\sigma_{cell}^2 + \left(\frac{\partial Ep}{\partial E^*}\right)^{-2} \left(\sigma_{parc}^2 + \sigma_{\Delta p}^2 + \sigma_{tel}^2 + \sigma_{fais}^2\right)\right)^{\frac{1}{2}}$$

où $\sigma_{cell} = \left(\frac{\partial Ep}{\partial E^*}\right)^{-1} \frac{dEp}{dx} \frac{\Delta x}{2\sqrt{3}}$ $\frac{dEp}{dx}$ est la perte d'énergie spécifique en $MeV cm^2/g$, Δx l'épaisseur d'une cellule en g/cm^2.

$\sigma_{parc} = \frac{dEp}{dx}\ \sigma_R$ σ_R est le straggling en parcours (Réf.20).

$$\sigma_{\Delta p} = \left(\frac{\partial Ep}{\partial E_\pi}\right) \frac{\beta_\pi p_\pi}{2\sqrt{3}} \left(\frac{\Delta p_\pi}{p_\pi}\right)$$

$$\sigma_{Tel} = \left(\frac{\partial E_p}{\partial \theta_p}\right) \frac{\Delta\theta_{Tel}}{2\sqrt{3}}$$

$\Delta\theta_{Tel}$ est l'ouverture angulaire du télescope.

$$\sigma_{fais} = \left(\frac{\partial E_p}{\partial \theta_\pi}\right) \frac{\Delta\theta_{fais}}{2\sqrt{3}}$$

$\Delta\theta_{fais}$ est l'ouverture angulaire du faisceau de pions.

Ces contributions sont respectivement de 0,98 ; 0,13 ; 0,1 ; 1,03 et 0,38 et donnent σ = 2 MeV. Sous l'effet conjugué des variations relatives de ces différentes contributions, σ varie très peu avec l'angle d'observation. Les spectres ont été dépouillés en supposant donc la résolution parfaitement connue.

En fait, pour des raisons numériques, il n'est pas possible de laisser tous les paramètres libres car certains prennent alors des valeurs négatives. La recherche se fait donc en restreignant le nombre de paramètres libres. Ainsi, il n'est pas possible de libérer P_4. On ne peut donc pas extraire de section efficace pour le fondamental, et seule une limite supérieure peut être donnée. Afin de contraindre davantage la procédure d'ajustement, le paramètre P_1 a été fixé à une même valeur pour tous les angles, reposant sur la validité du modèle statistique pour la réaction $\pi^+ + {}^9Be \rightarrow p + \alpha + \alpha$. Le calcul montre aussi qu'on peut fixer un des espaces de phase $(\pi^+,2p)$ ou (π^+,pn) : cette approximation est d'autant plus justifiée que les seuils sont proches. En pratique, les paramètres libres sont P_3, P_4, P_5, P_6, P_7, P_8, P_{10} et P_{12}. Le résultat des ajustements donne un χ^2 par degré de liberté compris entre 0,85 et 1,9 selon l'angle.

La *figure 8* indique la décomposition de spectre obtenue par sommation de toutes les mesures. Les distributions angulaires des protons conduisant aux états 0^+, 2^+ et 4^+ sont présentés sur la *figure 9*. Ces résultats sont en accord avec les mesures intégrées d'Amato. (Réf.16).

La première caractéristique à souligner est l'excitation importante de l'état 4^+, comme prédit par la règle de sélection. Notons que cet état ne peut être atteint par simple pick-up d'un nucléon de la couche 1p. L'excitation de cet état, déjà observé en réaction (p,d) (Réf.17), peut alors être expliquée soit par le pick-up d'un neutron dans la couche $f_{\frac{7}{2}}$, soit par un processus en plusieurs étapes, mettant en jeu d'autres nucléons. La distribution angulaire de l'état 2^+ est assez similaire à celle du niveau $\frac{3}{2}^-$ de ^{15}O. Cela suggère que la transition se fait principalement par pick-up d'un nucléon $p_{\frac{3}{2}}$. L'état 0^+ est très faiblement excité. De fait, la règle de sélection prévoit une forte désadaptation : $\Delta l = 6$ $\Delta L = 2$.

Considérant les rapports d'excitation des trois états de ^8Be, il est intéressant de les comparer avec ceux que l'on observe dans d'autres réactions de pick-up de neutron pour se libérer des effets de structure nucléaire. L'impulsion transférée maximum atteinte en réaction (p,d) (Réf.17), est de 2,1 fm^{-1} (2,42 fm^{-1} pour l'état 2^+) tandis que le minimum en réaction (π^+,p) est de 2,46 fm^{-1}. La lente variations des distributions angulaires des états 0^+ et 4^+ au delà de 2 fm^{-1}, permet une extrapolation à 2,46 fm^{-1}. Pour la réaction (p,d), les rapports 4^+; 2^+; 0^+ sont 5; 2,5; 1. En réaction d'absorption de pions en vol, on observe les rapports 21; 7; 1 à 30°. Le rapport 4^+, 2^+ varie avec le transfert et présente une rapide augmentation (jusqu'à 10 dans la région du minimum de la distribution angulaire) suivie d'une légère décroissance vers l'arrière. Pour l'état 0^+, la situation n'est pas si simple, car on ne dispose que de limites supérieures.

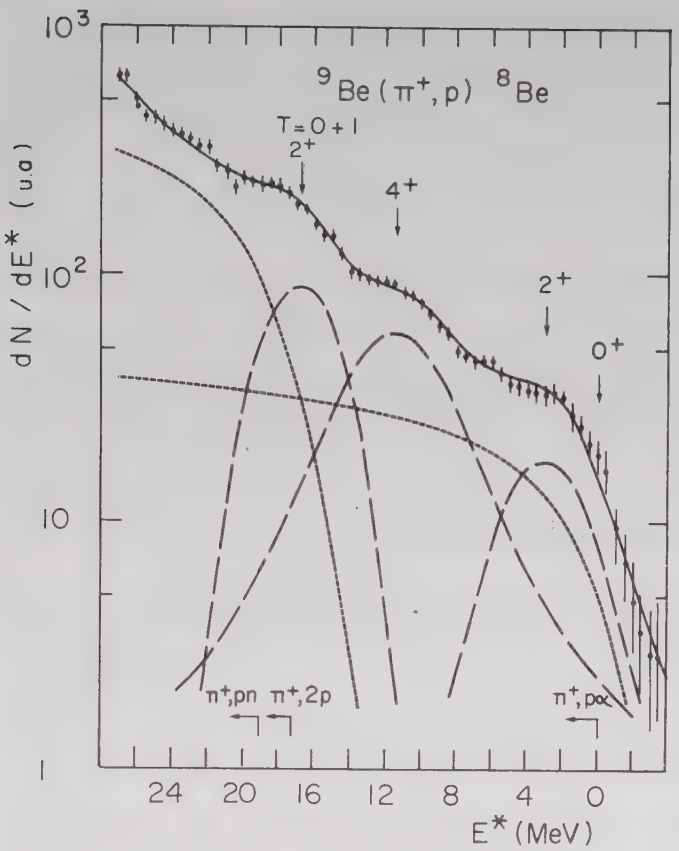


Fig. 8 : Spectre en énergie d'excitation de ^{8}Be sommé sur tous les angles. Les courbes en tireté indiquent la contribution des niveaux 2^+, 4^+ et 2^+ (τ = 0 + 1). Les courbes en pointillé représentent les continua à trois corps. La courbe somme de toutes les contributions est indiquée par un trait continu. Pour des raisons de clarté, les autres niveaux ont été omis.

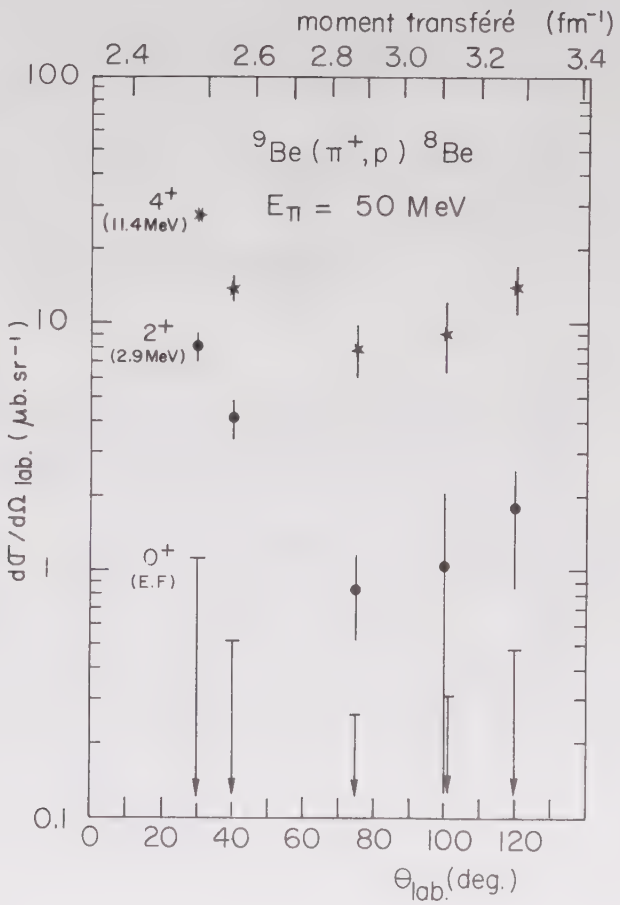


Fig. 9 : Distributions angulaires des états 0^+, 2^+ et 4^+ de ^{8}Be. Les erreurs portées sur cette figure sont les erreurs statistiques.

Il est important de noter que la ressemblance observée (peuplement préférentiel des niveaux de haut spin) entre les réactions $^{12}C(\pi^+,p)\ ^{11}C$ (Réf.9) à 50 MeV et $^{12}C(p,d)\ ^{11}C$ (Réf.21) à 700 MeV, ne semble pas s'appliquer à nos résultats, tant sur le béryllium que sur l'oxygène. En fait, cette ressemblance ne s'étend pas aux mesures à plus haut transfert où l'on observe que les différences entres les distributions angulaires de différents états sont beaucoup plus prononcées en (π^+,p) qu'en (p,d). Les différences dans les distorsions ou bien dans le mécanisme lui-même, dont résulte le fait que les fonctions d'onde nucléaires ne sont pas testées dans la même région d'impulsion, peuvent expliquer de tels effets.

A côté de l'observation de ces états de la bande rotationnelle, on note la présence d'une importante excitation du doublet d'isospin (16,6 et 16,9 MeV). Sa section efficace est délicate à extraire à cause de la proximité de l'ouverture des voies à trois corps (π^+,pp) et (π^+,pn), et de la présence d'autres niveaux. Néanmoins, leur mise en évidence est ici beaucoup plus claire que dans le cas de l'oxygène. La section efficace est du même ordre de grandeur que celle pour l'état 4^+.

IV - ASPECTS THEORIQUES DES REACTIONS (Π^+,P) ET (P,Π^+) :

Ce chapitre est consacré à la présentation des différentes approches théoriques évoquées dans l'introduction.

1) LE MODELE A UN NUCLEON :

Il considère, pour la réaction (π^+,p) le graphe suivant (*Figure 10*) :

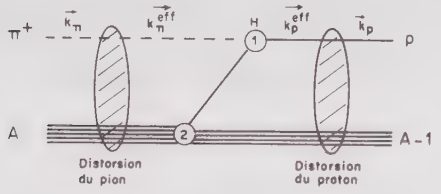


Figure 10

Son nom vient de ce qu'un seul nucléon est considéré explicitement (on utilise un opérateur de transition à un corps), les autres nucléons participant au partage du transfert étant pris en compte par une moyenne, le potentiel optique. Son intérêt essentiel réside dans l'analogie avec la DWBA, donc sa facilité de calcul.

On peut écrire l'élément de matrice de la transition :

$$T_{if} = \int \chi_\pi^{*}\ \phi_n\ H\ \chi_p\ d^3r$$

où χ_π χ_p et ϕ_n représentent respectivement les fonctions d'onde distordues du pion, du proton et la fonction d'onde du neutron piqué. L'Hamiltonien H décrivant le vertex 1 est obtenu par réduction non relativiste de l'opérateur pseudo-scolaire $\mathcal{M} = g\ \bar{\psi}\ \gamma_5\ \psi\ \vec{\tau}.\vec{\phi}$ au moyen de la transformation de Foldy-Wouthuysen. $g\ \psi\ \gamma_5\ \tau$ et ϕ représentent respectivement la constante de couplage $\pi N \to N$, le quatre-spineur du nucléon, la matrice 4x4 de Dirac, les matrices de Pauli et le champ du pion. Le résultat, dépendant d'un paramètre arbitraire λ s'écrit :

$$H = \frac{-ig}{2M}\left(\left(1 + \frac{\lambda\omega}{2M}\right)\vec{\sigma}.\vec{\nabla}_\pi - \frac{\lambda\omega}{M}\vec{\sigma}.\vec{\nabla}_N\right)\vec{\tau}.\vec{\phi}$$

où M et ω représentent la masse du nucléon et l'énergie totale du pion. Deux cas extrêmes sont traditionnellement envisagés : $\lambda = 0$, c'est l'opérateur statique (il n'a pas d'action sur le nucléon) et $\lambda = 1$, c'est l'opérateur invariant galiléen qui tient compte du recul du nucléon. Les succès partiels remportés par l'usage de l'une ou de l'autre forme de cet opérateur ne permettent pas de trancher.

L'état final du proton est décrit par une onde distordue que l'on calcule soit par résolution de l'équation de Schrödinger avec un potentiel optique, soit par la méthode WKB. Dans tous les cas, l'effet de la distorsion du proton est relativement faible. La distorsion du pion est prise en compte par l'utilisation de fonctions d'onde distordues, solutions de l'équation de Klein-Gordon :

$$\left(\nabla^2 + (E_\pi - V_c)^2 - U - m_\pi^2\right)\chi_\pi = 0 \qquad \text{où } U = 2E_\pi V$$

Cette équation a été résolue pour différents potentiels V. On a ainsi montré qu'il était très important de connaître le comportement hors couche de ces potentiels, les sections efficaces calculées y étant très sensibles (on peut observer une variation de plusieurs ordres de grandeur lors de l'utilisation de différents potentiels). Un potentiel donnant des pions d'une impulsion très supérieure à l'impulsion libre, tel le potentiel de Kisslinger, diminue le transfert effectif et augmente considérablement la section efficace.

La structure nucléaire entre dans le calcul par l'intermédiaire de la fonction d'onde du neutron. Elle est déterminée par résolution de l'équation de Schrödinger avec un potentiel de Woods-Saxon dont on ajuste la profondeur pour reproduire l'énergie de liaison. La section efficace est très sensible à la fonction d'onde du neutron. En particulier, une faible composante d'une fonction d'onde prenant des valeurs élevées aux hautes impulsions, apporte une augmentation sensible de la section efficace, ce qui rend l'analyse très délicate.

Le modèle à un nucléon a été largement utilisé. Ses succès ne sont que partiels. Il ne reproduit pas bien les sections efficaces correspondant à des niveaux de structure complexe (niveaux d'excitation du coeur, niveaux rotationels ou vibrationels). Des efforts ont cependant été faits dans ce sens par l'emploi de calculs en voies couplées (Réf.22). Ces résultats ne donnent, pour l'instant, que de très faibles indications, encourageantes toutefois.

2) LE MODELE A DEUX NUCLEONS :

Cette appellation vient de ce que l'on considère un opérateur qui dépend et agit explicitement sur les coordonnées ou les impulsions de deux nucléons. On fait jouer alors un rôle important à la réaction élémentaire $p + p \to \pi^+ + d$ (ou $N + N \to \pi^+ + N + N$), qui n'intervient pas explicitement dans le modèle précédent. On le représente par le graphe suivant :

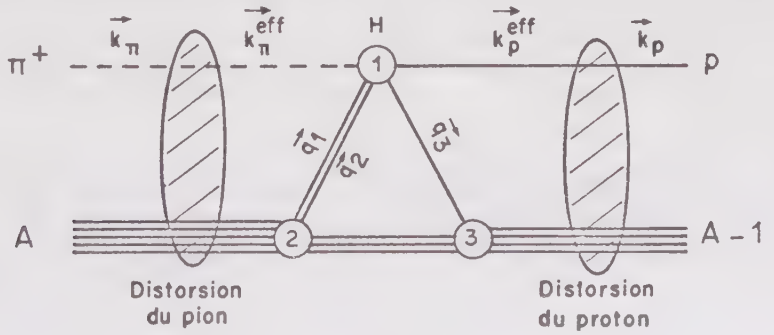


Fig.11

que l'on peut traduire par un élément de matrice de la forme (en représentation d'impulsion) :

$$T_{if} = \sum_{\alpha_1,\alpha_2,\alpha_3} \int d\vec{q}_1\ d\vec{q}_2\ d\vec{q}_3\ d\vec{k}_\pi^{eff}\ d\vec{k}_p^{eff}\ \psi^*_{\alpha_1}(\vec{q}_1)\ \ \psi^*_{\alpha_2}(\vec{q}_2)\ \ H(\vec{k}_\pi^{eff},\vec{q}_1,\vec{q}_2,\vec{k}_p^{eff},\vec{q}_3)$$

$$\psi_{\alpha_3}(\vec{q}_3)\ \ \chi^*(\vec{k}^{eff},\vec{k}_\pi)\ \ \chi(\vec{k}_p^{eff},\vec{k}_p)\ \ \delta(\vec{k}_\pi^{eff} + \vec{q}_1 + \vec{q}_2 - \vec{q}_3 - \vec{k}_p^{eff})$$

$\psi_{\alpha_1}\ \ \psi_{\alpha_2}\ \ \psi_{\alpha_3}$ sont les trois fonctions d'onde des nucléons mis en jeu. Ici apparait la différence avec le modèle à un nucléon : le partage de l'impulsion pouvant s'effectuer ici sur trois fonctions d'onde alors qu'une seule fonction d'onde était explicitement disponible dans le modèle à un nucléon.
$\chi(\vec{k}_\pi,\vec{k}_\pi^{eff})$ et $\chi(\vec{k}_p,\vec{k}_p^{eff})$ sont les fonctions d'onde distordues en représentation d'impulsion respectivement pour le pion et le proton. La distribution δ assure la conservation de l'impulsion au vertex 1. La sommation se fait sur les variables continues, les impulsions, et les états possibles $\alpha_1\ \alpha_2\ \alpha_3$. L'opérateur H, qui décrit la transition π+N+N → N+N peut être construit de plusieurs façons.

On distingue deux approches: les approches microscopiques dans lesquelles on construit explicitement l'opérateur H et les approches phénoménologiques dans lesquelles on factorise la section efficace π+2N → N+N ou π^++d → p+p.

a) Modèles microscopiques :

Les avantages principaux de ce modèle sont les suivants : il apprait comme plus fondamental, il permet le traitement explicite du passage par la résonance Δ et surtout, il concrétise explicitement le partage de la grande impulsion à transférer sur plusieurs nucléons réduisant ainsi les incertitudes dues à une mauvaise connaissance des fonctions d'onde aux grandes impulsions. Ces qualités sont contrebalancées par des défauts. Il est beaucoup plus compliqué car il met en jeu une intégrale à un plus grand nombre de dimensions. Aussi, il est nécessaire de faire des approximations, comme l'approximation de portée nulle ou celle de colinéarité (Réf.23). L'introduction des distorsions pose le problème du double comptage de la rediffusion, celle-ci étant par construction incluse, en grande partie, dans le modèle. La complexité de ce modèle fait qu'aucun test systématique des approximations utilisées n'a été fait jusqu'à présent.

b) Modèles phénoménologiques :

Dans la plupart de ces modèles, on factorise la section efficace π^++d → p+p (Réf.24) ou π^++N+N → N+N (Réf.25). La section efficace, pour la réaction (π^+,p) s'écrit simplement :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = K\ g\ |F(Q)|^2\ .\ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\pi+d\ \to\ p+p}$$

où K est un facteur cinématique, g un facteur contenant la dépendance en spin et isospin, F(Q) est un facteur de forme nucléaire distordu et $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\pi+d\ \to\ p+p}$ la section efficace élémentaire. Le facteur F(Q) traduit le recouvrement des fonctions d'onde des nucléons participants. Ce modèle n'a en fait été utilisé que dans les cas des noyaux très légers ($A \lesssim 10$) où il donne un accord assez satisfaisant quant à la forme des distributions angulaires. L'hypothèse de factorisation de la section

efficace a été critiquée par Green (Réf.26), qui a montré que cette hypothèse ne peut être faite à cause de l'importance de la largeur de la résonance. Néanmoins, l'accord de l'expérience avec ce modèle phénoménologique n'est pas plus mauvais, tout au moins dans la région de la résonance, qu'avec les modèles microscopiques.

Enfin, il faut citer à part, car ils ne rentrent dans aucune de ces catégories : Gibbs (Réf.27) qui factorise la section efficace pion noyau, Wilkin (Réf.28) et Dillig (Réf.29) qui permettent une comparaison directe des réactions (d,p) et (p,π). Cette comparaison ne peut toutefois se faire que dans une région d'énergie limitée, car elle est basée sur la dominance d'un diagramme triangulaire très particulier.

V - COMPARAISON DES RESULTATS EXPERIMENTAUX AVEC LES CALCULS :

Les comparaisons que je vais présenter dans ce paragraphe sont faites avec, pour l'oxygène, un calcul de G.A. Miller (Réf.30) et pour le béryllium avec un calcul dû à M. Dillig et moi-même.

1) *L'OXYGENE* :

Les sections efficaces correspondant à l'excitation des deux niveaux trous $(p\frac{3}{2})^{-1}$ et $(p\frac{1}{2})^{-1}$ de ^{15}O sont calculées dans l'approximation de Born en ondes distordues (DWBA) (*Figure 12*). Celle-ci est extrêmement sensible au potentiel optique chargé de décrire la voie π + noyau cible et à la fonction d'onde du neutron piqué. La fonction d'onde du neutron est ici calculée avec un potentiel de Woods-Saxon dont la profondeur est ajustée de manière à reproduire l'énergie de liaison. Le potentiel optique pion-noyau, déduit des données de la diffusion élastique à 80 MeV, est pris égal à $U_\pi = (-3,7 + 1,7i)\ k^2\ \rho(r)$ en négligeant le terme gradient. Le calcul rend compte quantitativement des rapports des sections efficaces et de leurs valeurs absolues. En particulier, il faut noter que le rapport théorique de l'ordre de 7 à petit angle, excède largement le rapport deux attendu et mesuré lors des réactions de pick-up de neutron (p,d) (Réf.17) ou (τ,α) (Réf.18). La remontée de la section efficace à l'arrière n'est pas reproduite dans ce calcul simple. L'addition des graphes supplémentaires ou la prise en considération du terme $\vec{\nabla}\rho.\vec{\nabla}$ dans le potentiel optique, pourraient contribuer à cette remontée.

2) *LE BERYLLIUM* :

Comme nous l'avons discuté dans un précédent paragraphe, le modèle à un nucléon est mal adapté au noyau de ^{9}Be. Plutôt que de considérer des configurations mettant en jeu des couches élevées (jusqu'à $f\frac{7}{2}$), comme cela a déjà été proposé pour expliquer le comportement du niveau 4^+ à haut transfert en réaction (p,d) (Réf.17), nous préférons développer le modèle à deux nucléons sur la base d'un modèle nucléaire en clusters alphas.

Le calcul présenté ci-après a pour but essentiel de rendre compte des rapports des sections efficaces observées pour l'excitation des niveaux 0^+ 2^+ et 4^+ du ^{8}Be. C'est pourquoi il est développé dans l'approximation en ondes planes. Le partage de l'impulsion sur plusieurs nucléons rend l'effet de la distorsion beaucoup moins important que dans le cas du modèle à un nucléon mais on ne pourra donc pas s'attendre à reproduire quantitativement la section efficace absolue.

Le modèle prend pour point de départ le graphe représenté sur la *figure 13*. Il comprend le vertex 1 pour lequel, par souci de simplification, nous ne considérons ici que la contribution de l'onde P, c'est-à-dire le passage par la résonance Δ.

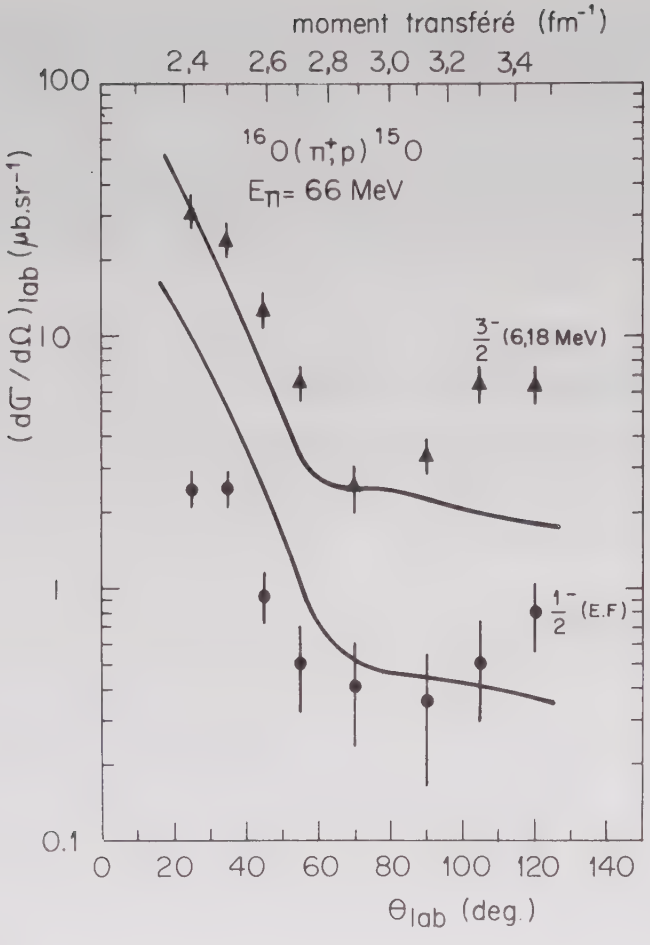


Fig.12 : Comparaison des sections efficaces de la réaction $^{16}O(\pi^+,p)^{15}O$ conduisant aux deux niveaux trous $(p_{\frac{3}{2}})^{-1}$ à 6,18 MeV et fondamental $(p_{\frac{1}{2}})^{-1}$ avec un calcul de G.A. Miller (voir texte).

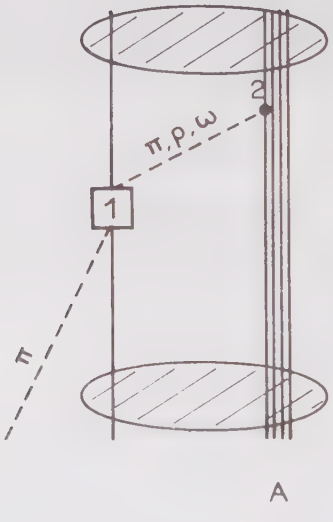


Figure 13

En toute rigueur, il faudrait aussi inclure l'onde S. Nous ne l'avons pas considérée dans ce dernier calcul, jugeant que l'onde P prédominait (le potentiel associé à l'onde P est proportionnel à $\vec{k}.\vec{k}'$) puisque la quantité de mouvement à transférer est importante. L'absorption du pion (ou éventuellement d'un méson plus lourd) a lieu au vertex 2.

Les fonctions d'onde utilisées pour décrire ^{9}Be et ^{8}Be sont celles de Zahn (Réf.31). Dérivées du modèle en clusters des noyaux décrit par Hackenbroîch (Réf.32), elles s'écrivent sous forme d'une superposition de N termes :

$$|^9\mathrm{Be}> = \mathcal{A} N_9 \sum_{\kappa=1}^{N} a_\kappa \; \psi(1,2,3,4,\Theta)\; \psi(5,6,7,8,\Theta)\; R_1^{L_{1,\kappa}} \exp\left(-\rho_{1,\kappa} R_1^2\right)$$

$$R_2^{L_{2,\kappa}} \exp\left(-\rho_{2,\kappa} R_2^2\right) \left[\left[Y_{L_{1,\kappa}} \otimes Y_{L_{2,\kappa}}\right]^{L} \; \Xi\right]^{J_{^9\mathrm{Be}}}$$

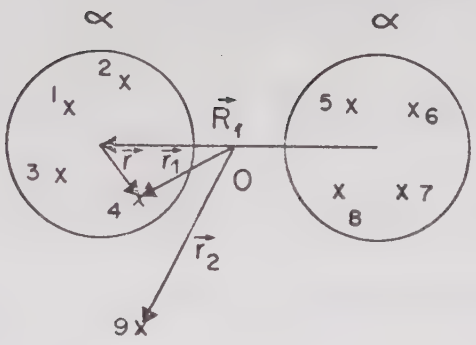


Fig.14 : Définition des coordonnées utilisées dans la description des noyaux ^{8}Be et ^{9}Be.

$\mathcal{A}$, N_9, ψ représentent respectivement l'opérateur d'antisymétisation à 9 particules, le coefficient de normalisation de la fonction d'onde et la fonction d'onde décrivant le cluster alpha. La fonction d'onde décrivant le mouvement relatif des deux alphas est $R_1^{L_{1,\kappa}} \exp\left(-\rho_{1,\kappa} R_1^2\right) \cdot Y_{L_{1,\kappa}}$. Le nucléon célibataire a pour fonction d'onde, par rapport au centre de masse des deux alphas, $R_2^{L_{2,\kappa}} \exp\left(-\rho_{2,\kappa} R_2^2\right) \cdot Y_{L_{2,\kappa}}$

Dans le calcul de Zahn, une superposition de treize Gaussiennes était nécessaire pour rendre compte des propriétés du noyau de ^{9}Be. N'ayant pas à notre disposition les coefficients a_κ, nous nous sommes contentés ici d'un seul terme.

Pour le noyau ^{9}Be, on pose $L_1 = 0$ $L_2 = 1$ $\Xi = \left|\frac{1}{2}\,\mu\right>$

La fonction d'onde de 1'alpha est prise de la forme $\exp(-\Theta r^2)$ soit en repassant aux variables $\vec{r}_1$ et $\vec{R}_1$

$$\psi_\alpha \; \alpha \; \exp\left(-\Theta\left(\vec{r}_1 - \frac{\vec{R}_1}{2}\right)^2\right)$$

En rassemblant les éléments, on a :

$$|{}^9\mathrm{Be}> = N_9 \exp\left(-\rho_1 R_1^2\right) r_2 \exp\left(-\rho_2 r_2^2\right) \exp\left(-\Theta\left(\vec{r}_1 - \frac{\vec{R}_1}{2}\right)^2\right)$$

$$\cdot \left[\left[Y_0^0(\hat{R}_1) \otimes Y_1^{M_2}(\hat{r}_2)\right]^{1,M_2} \otimes \chi_\mu^\sigma\right]^{\frac{3}{2},M} \chi^\tau_{\frac{1}{2}}$$

χ^σ et χ^τ sont les fonctions de spin et d'isospin.

Cette expression de la fonction d'onde ne tient compte ni de l'antisymétrisation dont on a négligé l'effet dans le calcul, ni de la fonction de spin du nucléon dans l'alpha. Cette dernière simplification sera justifiée lors du calcul de la section efficace.

La normalisation de la fonction d'onde s'obtient par $\vartheta = <{}^9\mathrm{Be} \mid {}^9\mathrm{Be}>$.

Le calcul conduit à $N_9^2 = \frac{96}{\pi^{\frac{5}{2}}} (2\Theta)^{\frac{3}{2}} (2\rho_1)^{\frac{3}{2}} (2\rho_2)^{\frac{5}{2}}$

Pour ^{8}Be, la fonction d'onde est choisie de manière analogue; elle a la forme :

$$|{}^8\mathrm{Be}> = N_L R_1^L \exp\left(-\rho_1 R_1^2\right) Y_L^{M_L}(\hat{R}_1) \exp\left(-\Theta\left(\vec{r}_1 - \frac{\vec{R}_1}{2}\right)^2\right)$$

L désigne le moment angulaire relatif des deux alphas. On a donc : L = 0, 2 ou 4. La normalisation conduit à :

$$N_L^2 = \frac{1}{\pi^2} \frac{2^{L+5} \left(2\rho_1\right)^{L+\frac{3}{2}} \left(2\Theta\right)^{\frac{3}{2}}}{(2L+1)!!}$$

L'interaction choisie pour décrire le vertex 1 étant le passage par un Δ - i.e. $\pi + N \to \Delta \to \pi + N$ - On peut alors représenter la réaction (π^+,p) par les deux graphes suivants (*Figure 15*). Faisant l'approximation de portée nulle (le transfert mis en jeu, ~ 500 MeV/c, correspond à une distance de 0,4 fm, beaucoup plus petite que la séparation entre deux nucléons)

Le potentiel de transition se met sous la forme :

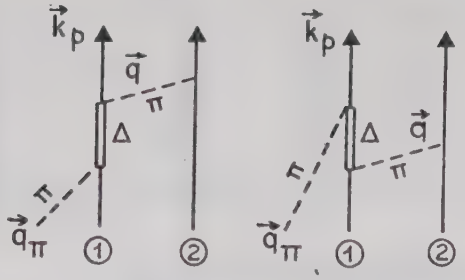


Figure 15

$$V(r_1,r_2) = \left(\frac{f_\pi^*}{m_\pi}\right)^2 \left(\frac{f_\pi}{m_\pi}\right) \delta(\vec{r}_2 - \vec{r}_1) \cdot$$

$$\Bigg[\underbrace{\vec{T}_1.\vec{\tau}_2 \quad \vec{S}_1.\vec{q} \quad \vec{\sigma}_2.\vec{q}}_{\Delta + N \to N+N} \quad \underbrace{\vec{S}_1^+.\vec{q}_\pi \quad \vec{T}_1^+.\vec{\phi}_\pi}_{\pi + N \to \Delta} \cdot \underbrace{\frac{1}{T_\Delta + M_\Delta - M_N + i\Gamma_{\Delta/2} - \omega_\pi}}_{\text{propagateur du } \Delta} \cdot$$

$$\underbrace{\frac{1}{q^2 + m_\pi^2}}_{\substack{\text{Propagateur du } \pi \\ \text{intermédiaire}}} + \vec{S}_1^+.\vec{q}_\pi \quad \vec{T}_1^+.\vec{\phi}_\pi \quad \vec{S}_1.\vec{q} \quad \vec{\sigma}_2.\vec{q} \quad \vec{T}_1.\vec{\tau}_1 \quad \frac{1}{T_\Delta + M_\Delta - N_N} \cdot$$

$$\frac{1}{q^2 + m_\pi^2} \Bigg] \cdot \left(\frac{\Lambda^2 - m_\pi^2}{\Lambda^2 + q^2}\right)^2$$

T_1 et S_1 sont les opérateurs d'isospin et de spin généralisés permettant la transition d'un spin $\frac{1}{2}$ à un spin $\frac{3}{2}$.
τ et σ sont les matrices de Pauli associées respectivement à l'isospin et au spin, ϕ le champ du pion. T_Δ, M_Δ, Γ_Δ, M_N, ω_π et Λ représentent l'énergie cinétique du Δ^{++}, sa masse, sa largeur, la masse du nucléon, l'énergie totale du pion incident et un paramètre de coupure. f_π^* et f_π sont les constantes de couplage des vertex ΔN_π et NN_π .

La structure en spin et isospin du potentiel de transition $\Delta + N \to N+N$ est donnée par le terme $\vec{T}_1.\vec{\tau}_2 \quad \vec{S}_1.\vec{q} \quad \vec{\sigma}_2.\vec{q}$, celle du potentiel décrivant l'absorption du pion $\pi + N \to \Delta$ par le terme $\vec{S}_1^+.\vec{q}_\pi \quad \vec{T}_1^+.\vec{\phi}_\pi$.

Il est intéressant de noter que les deux termes, pré- et post- absorption ont la même structure en spin et isospin.

La symétrisation de $V(r_1, r_2)$ fait apparaitre en fait quatre graphes..

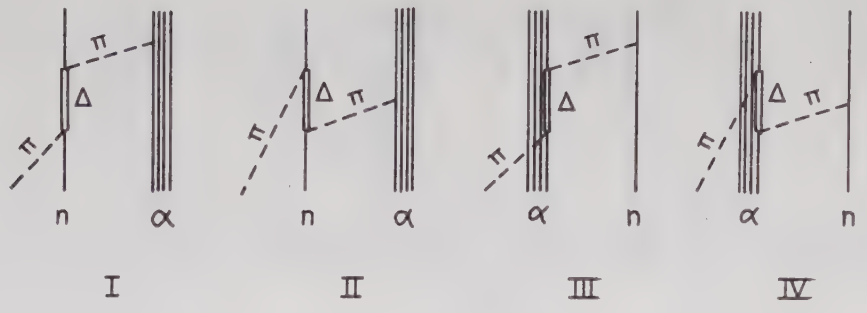



Figure 16

Le terme $\vec{T}_1.\vec{\tau}_2\ \vec{T}_1^{+}.\vec{\phi}_\pi = \frac{2}{3}\vec{\tau}_2.\vec{\phi}_\pi - \frac{i}{3}\vec{\tau}_1.(\vec{\tau}_2 \times \vec{\phi}_\pi)$ donne une contribution nulle pour les graphes I et II car $\langle\tau_2\rangle_\alpha = 0$.

Pour les graphes III et IV, cet opérateur donne $\frac{2}{3}\tau_{1,+}$ et permet la transition neutron → proton.

Pour le spin utilisant l'égalité :

$$\vec{S}_1.\vec{q}\ \ \vec{S}_1^{+}.\vec{q}_\pi\ \ \vec{\sigma}_\pi.\vec{q} = \left(\frac{2}{3}\vec{q}.\vec{q}_\pi - \frac{i}{3}\vec{\sigma}_1\ (\vec{q} \times \vec{q}_\pi)\right)\vec{\sigma}_2.\vec{q}$$

on observe que le deuxième terme $\vec{\sigma}_1.(\vec{q} \times \vec{q}_\pi)$ donne une contribution nulle car 1 représente, pour les deux graphes III et IV, un nucléon de l'alpha ($\langle\sigma_1\rangle_\alpha = 0$). L'opérateur de spin se réduit donc à $\frac{2}{3}\vec{q}.\vec{q}\ \ \vec{\sigma}_n.\vec{q}$ où σ_n agit sur le neutron célibataire. Les deux égalités $\langle\sigma_1\rangle_\alpha = \langle\tau_2\rangle_\alpha = 0$ justifient l'emploi pour l'alpha de fonctions d'onde sans spin. Confondant le centre de masse total ($\pi^+ + {}^9Be$) et celui de ^9Be, l'onde entrante s'écrit $\exp\left(+i\vec{q}_\pi.\left(\vec{r}_1 - \frac{\vec{r}_2}{9}\right)\right)$ et l'onde constante $\exp\left(+i\vec{k}_p.\left(\frac{8}{9}\vec{r}_2\right)\right)$.

L'élément de matrice T_{if} s'écrit alors :

$$T_{if} = \left\langle {}^8Be,\ kp \mid V_o\ \tau_+\ \vec{\sigma}.\vec{q}\ \ \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \mid {}^9Be, q_\pi \right\rangle$$

$$= \sum_{M_2\,\mu} \chi^{+\sigma}_{\mu}\ \chi^{+\tau}_{\frac{1}{2}}\ N_9\ N_L \int \exp\left(-\rho_1 r_1^2\right) r_2\ \exp\left(-\rho_2 r_2^2\right)\ \exp\left(-\theta\left(\vec{r}_1 - \frac{\vec{R}_1}{2}\right)^2\right)$$

$$\cdot\ \exp\left(i\vec{q}_\pi.\left(\vec{r}_1 - \frac{\vec{r}_2}{9}\right)\right) \left\langle 1\ \tfrac{1}{2}\ M_2\ \mu \mid \tfrac{3}{2}\ M\right\rangle Y_1^{M_2}(\hat{r}_2)\ Y_o^{o}(\hat{R}_1)\ V_o\ \tau_+\ \vec{\sigma}.\vec{q}\ \ \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$$

$$\chi^{\sigma}_{\mu}\ \chi^{\tau}_{-\frac{1}{2}}\ \exp(-\rho_1 R_1^2)\ R_1^{L}\ \exp\left(-\theta\left(\vec{r}_1 - \frac{\vec{R}_1}{2}\right)^2\right) Y_L^{*M_L}(\hat{R}_1)\ \exp\left(i\vec{k}_p.\ \frac{8}{9}\vec{r}_2\right)$$

Les moments magnétiques M_2 μ M M_L sont définis sur la *figure 17*.

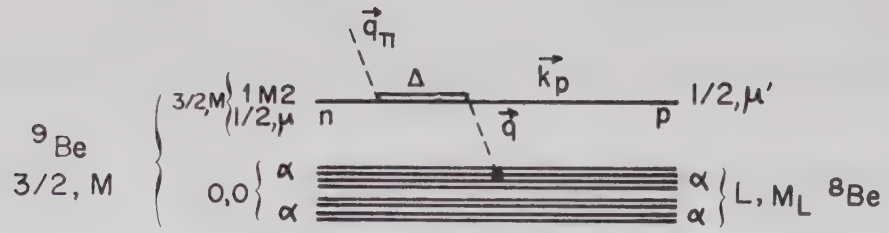


Fig.17 : Définition des différents nombres quantiques des nucléons et groupes de nucléons mis en jeu.

$$V_o = \frac{4}{9}\left(\frac{f_\pi}{m_\pi}\right)^2 \left(\frac{f_\pi}{m_\pi}\right)\left(\frac{\Lambda^2 - m_\pi}{\Lambda^2 + q^2}\right)^2 \quad \vec{q}.\vec{q}_\pi \quad \left\{\text{propagateurs}\right\}$$

où q représente l'impulsion du pion intermédiaire. Nous ferons ici l'hypothèse de colinéarité, c'est-à-dire que nous prendrons q parallèle à k_π. Nous supposerons de plus, pour simplifier, que ces deux impulsions sont égales en valeur absolue. La première de ces hypothèses entraîne que les sections efficaces sont nulles pour un angle de 90° et reflète la structure de l'onde P de la diffusion pion nucléon. Le choix de la valeur de q n'est pas d'une grande importance puisqu'on s'intéresse ici surtout à reproduire les rapports de sections efficaces et conduit à une surestimation des sections efficaces de l'ordre d'un facteur 2 (si on suppose un égal partage de l'impulsion transférée sur les trois fonctions d'onde).

Posant $\vec{Q} = \frac{8}{9}\left(\vec{q}_\pi - \vec{k}_p\right)$ on obtient (le calcul détaillé est reporté à l'appendice I :

$$\overline{\left|T_{if}\right|^2} = \frac{1}{4}\sum_{\mu M M_L} \left|T_{if}\right|^2 = \frac{\pi^2}{2} N_9^2 N_L^2 V_o^2 q^2 \frac{\Theta^{2L}(2L+1)}{\left(2\rho_1 + \Theta/2\right)^{2L+3}} \cdot$$

$$\sum_{1'} \begin{pmatrix} 1 & 1' & L \\ o & o & o \end{pmatrix}^2 (21'+1) \left|I_{L,1'}\right|^2$$

où l'intégrale radiale $I_{L,1'}$ est donnée par :

$$I_{L,1'} = \sqrt{\frac{\pi}{2Q}} \int_0^\infty r_2^{L+\frac{5}{2}} \exp\left(-\alpha r_2^2\right) J_{1'+\frac{1}{2}}(Qr_2)\, dr_2$$

$$\text{où} \quad \alpha = \rho_2 + 2\Theta - \frac{\Theta^2}{2\rho_1 + \Theta/2}$$

Son évaluation conduit à :

$0^+ : L = 0$ $\quad 1' = 1$ est la seule valeur possible

$$I^2_{0,1} = \frac{\Pi}{64} \frac{Q^2}{\alpha^5} \exp(-Q^2/2\alpha)$$

$2^+ : L = 2$ $\quad$ deux valeurs de 1', 1 et 3, d'où :

$$I^2_{2,1} = \frac{\Pi}{256} 25 \frac{Q^2}{\alpha^7} \exp(-Q^2/2\alpha) \left(1 - Q^2/10\alpha\right)^2$$

$$I^2_{2,3} = \frac{\Pi}{1024} \frac{Q^6}{\alpha^9} \exp(-Q^2/2\alpha)$$

$4^+ : L = 4$ $\quad$ deux valeurs de 1', 3 et 5, d'où :

$$I^2_{4,3} = \frac{\Pi}{4096} 81 \frac{Q^6}{\alpha^{11}} \exp(-Q^2/2\alpha)\left(1 - Q^2/18\alpha\right)^2$$

$$I^2_{4,5} = \frac{\Pi}{16384} \frac{Q^{10}}{\alpha^{13}} \exp(-Q^2/2\alpha)$$

La section efficace dans le centre de masse s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{8\pi^2} \frac{k_p E_p}{q_\pi} \frac{E_A \cdot E_{A-1}}{(E_\pi + E_A)^2} \overline{|T_{if}|^2}$$

où E_A, E_{A-1}, E_π et E_p désignent respectivement l'énergie totale du noyau cible, du noyau de recul, du pion et du proton, soit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 2^{9-L}\ (2\Theta)^{2L+3}\ (2\rho_1)^{L+3}\ (2\rho_2)^{\frac{5}{2}}\ V^2 q^2\ \frac{1}{8\pi^2}\ \frac{k_p\ E_p\ E_A\ E_{A-1}}{q_\pi\ (E_\pi + E_A)^2}\ .\ J_L$$

avec $J_0 = I^2_{0,1}$ $\quad J_2 = 2\ I^2_{2,1} + 3\ I^2_{2,3}$ $\quad J_4 = 4\ I^2_{4,3} + 5\ I^2_{4,5}$

Les rapports des sections efficaces $R(4^+/0^+)$ et $R(2^+,0^+)$ prennent alors pour valeurs :

$$R(4^+/0^+) = \frac{2^8}{945}\left(\frac{\Theta}{\Theta+4\rho_1}\right)^8\left(\frac{2\rho_1}{\alpha}\right)^4\ \frac{Q^4}{\alpha^2}\ \left(81 - 9\,\frac{Q^2}{\alpha} + \frac{9}{16}\,\frac{Q^4}{\alpha^2}\right)$$

et $$R(2^+/0^+) = \frac{2^6}{15}\left(\frac{\Theta}{\Theta+4\rho_1}\right)^4\left(\frac{2\rho_1}{\alpha}\right)^2\ \left(\frac{25}{2} - \frac{5}{2}\,\frac{Q^2}{\alpha} + \frac{5}{16}\,\frac{Q^4}{\alpha^2}\right)$$

Ces deux rapports ont été calculés pour différentes valeurs de ρ_1 et ρ_2. Θ est déduit de la diffusion d'électrons par $\Theta = \frac{2<r^2>}{3}$ et vaut 1,1 fm^{-2}.

Malgré l'extrême sensibilité de la section efficace absolue pour les valeurs de ρ_1 très petites, comme le montre la *figure 18*, on peut espérer cependant obtenir une fourchette assez grossière. Seul un calcul tenant compte des distorsions dans les voies d'entrée et de sortie permettrait de diminuer la sensibilité à la valeur de ρ_1. Une estimation peut en être faite en remplaçant les valeurs des impulsions q_π et k_p hors du noyau respectivement par $\sqrt{q_\pi^2 + 2m_\pi V_\pi}$ et $\sqrt{k_p^2 + 2m\ V_p}$. L'effet de ces potentiels perturbateurs consiste à diminuer l'impulsion transférée effective Q.

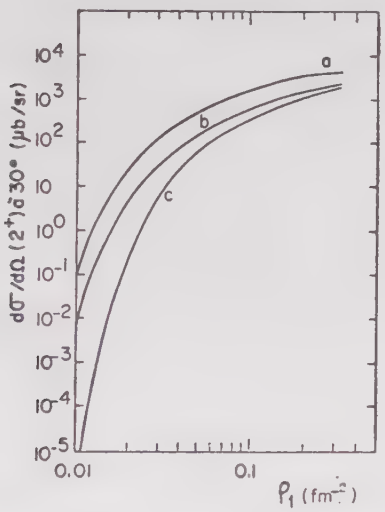


Fig. 18 : Variation de la section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$ (2^+) à 30° en fonction des paramètres ρ_1 et ρ_2.

a : $\rho_2 = 2\rho_1$ ondes distordues

b : $\rho_1 = \rho_2$ ondes distordues

c : $\rho_1 = \rho_2$ ondes planes

La *figure 19* présente les sections efficaces calculées avec ce modèle. L'effet d'une réduction de 20% sur le transfert sur les distributions angulaires apparait clairement sur la *figure 20*.

Les *figures 21* et *22* présentent les valeurs des rapports calculés d'après les formules ci-dessus. Le meilleur accord a lieu pour des valeurs très faibles de ρ_1 et ρ_2 qui correspondent à un noyau très étendu spatialement.

Dans tous les cas, on reproduit bien la faiblesse de l'excitation du 0^+.

L'excitation du 2^+ et du 4^+ est sensiblement la même, le rapport $4^+ : 2^+$, tendant à augmenter avec le transfert.

Malgré la relative simplicité de ce calcul, on reproduit assez bien les rapports observés, ce que n'aurait pu faire le modèle à un nucléon. En ce qui concerne les sections efficaces différentielles, on peut dire qu'elles sont reproduites qualitativement pour les mêmes valeurs des paramètres. La remontée vers l'arrivée est mal reproduite lorsque les distorsions ne sont pas considérées. L'introduction de l'onde S et un meilleur traitement de la distorsion devraient permettre de combler partiellement le minimum.

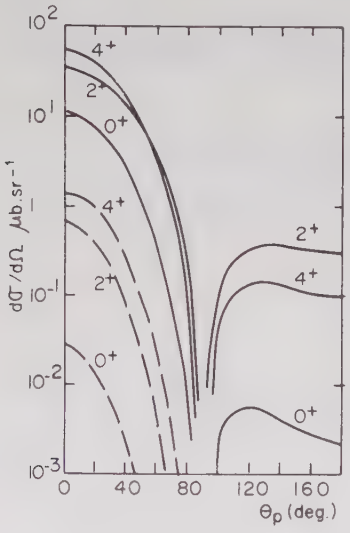


Fig.19 : Sections efficaces différentielles dσ/dΩ pour les 3 niveaux 0^+, 2^+ et 4^+ de ^{8}Be. Les courbes en trait plein sont obtenues avec $\rho_1=\rho_2=0,04 fm^{-2}$. Les courbes en trait pointillé sont obtenues avec $\rho_1=\rho_2=0,02 fm^{-2}$. Le calcul est fait en ondes planes.

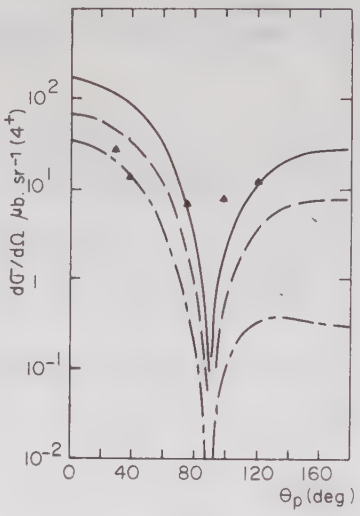


Fig.20 : Section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$ (4^+).
—·— : $\rho_2 = \rho_1 = 0,04 fm^{-2}$ pas de distorsions.
--- : $\rho_1 = \rho_2 = 0,04 fm^{-2}$ avec distorsions.
——— : $\rho_2 = 2\rho_1 = 0,08$ avec distorsions.
Les résultats expérimentaux sont indiqués par des points. La distorsion est prise en compte en remplaçant simplement Q par 0,8Q.

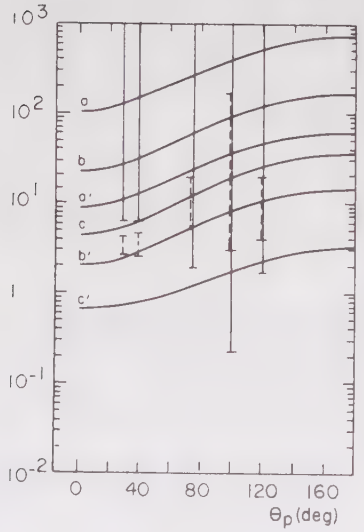


Fig.21 : Rapport des sections efficaces différentielles : $R(4^+/2^+)$ et $R(2^+/0^+)$. Pour le rapport $4^+/2^+$ les données expérimentales sont indiquées par les barres d'erreurs en pointillé et les prédictions théoriques sont notées a' b' et c'. Pour le rapport $2^+/0^+$ les données expérimentales dont indiquées par les barres d'erreurs en trait plein et les prédictions théoriques sont notées a b et c.
a : $\rho_1=\rho_2=0,01 fm^{-2}$
b : $\rho_1=\rho_2=0,02 fm^{-2}$
c : $\rho_1=\rho_2=0,04 fm^{-2}$
Les courbes théoriques correspondent à un calcul en ondes planes.

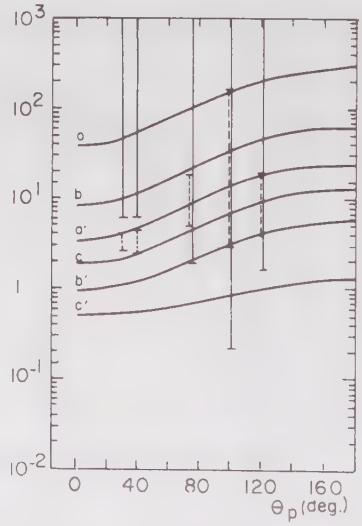


Fig.22 : Idem à la figure 21 mais les courbes théoriques correspondent à un calcul en ondes distordues. La distorsion est prise en compte en remplaçant Q par 0,8Q.

°° C °°

LA PRODUCTION SEMI-COHERENTE DE RESONANCES

°°°

Un nombre encore restreint de travaux expérimentaux et théoriques ont été consacrés à de telles études, cantonnés jusqu'à maintenant au domaine des hautes énergies. Dès 1966, Drell et Trefil(Réf.34) ont montré le parti que l'on pouvait tirer des expériences de photoproduction des mésons. Par la suite, Formanek et Trefil (Réf.35) ont étendu le modèle aux réactions $\pi + A \rightarrow X + A$ et $p + A \rightarrow B + A$ (A est un noyau, π un méson quelconque et B une résonance baryonique). Parallèlement, Kolbig et Margolis (Réf.36) développèrent un modèle analogue en approximation WKB. Ces deux approches sont basées toutes deux sur la théorie de la diffusion multiple de Glauber (Réf.37). Appliqués aux réactions de production à haute énergie, ces modèles remportent un succès franc qui permet l'extraction de données sur l'interaction résonance-nucléon. Aucun calcul de ce type n'a, pour l'instant, été entrepris à une énergie d'environ 1 GeV.

Dans le domaine expérimental, il faut noter les expériences de photoproduction (Réf.38), les expériences de dissociation diffractive qui s'étendent sur toute la table de masse (Réf.39), et les expériences de production cohérente de résonances mésoniques (Réf.40). Elles couvrent un domaine en énergie allant de quelques GeV/c à 20 GeV/c, là où le transfert longitudinal est faible ou négligeable. Dans toutes ces expériences, le noyau de recul n'est jamais détecté et les spectres comportent une partie due à la production incohérente. Il est toutefois possible de séparer les deux contributions grâce à la différence de leur comportement en fonction du transfert. Deux paramètres sont extraits généralement de ces mesures : la section efficace totale résonance-nucléon σ et le rapport α de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion résonance-nucléon. L'étude détaillée de la relation entre ces paramètres et la section efficace de production fera l'objet du paragraphe IV.

Comme nous l'avons évoqué dans l'introduction générale, l'importance de la première résonance baryonique, le Δ (1236), dans les phénomènes nucléaires aux énergies intermédiaires, nous a conduit à réaliser une expérience susceptible d'apporter des informations nouvelles sur cette question. A cet effet, nous avons mesuré la réaction $p + {}^{6}Li \rightarrow \Delta^{++} + {}^{6}He$ à l'énergie de 1,04 GeV. L'énergie du Δ^{++} correspondant est de 700 MeV environ et varie très peu avec le transfert. La production de la résonance Δ^{++} ne peut être cohérente au sens strict car le noyau formé n'est pas identique au noyau initial et nous qualifierons de telles réactions de semi-cohérentes lorsque l'état final est le noyau cible dans un état excité ou dans un état isobarique analogue. Du fait du passage à un Δ^{++}, la structure en spin et isospin de l'amplitude élémentaire est plus compliquée qu'à haute énergie où cette dépendance est plus simple, la particule échangée ayant les nombres quantiques du vide. Cette dépendance en spin et isospin a pour conséquence que, même en négligeant l'absorption dans les voies d'entrée et de sortie, la réaction ne peut se faire sur n'importe quel nucléon, d'où un facteur de réduction par rapport à la production strictement cohérente qui donnerait à 0° une section efficace proportionnelle à A^2.

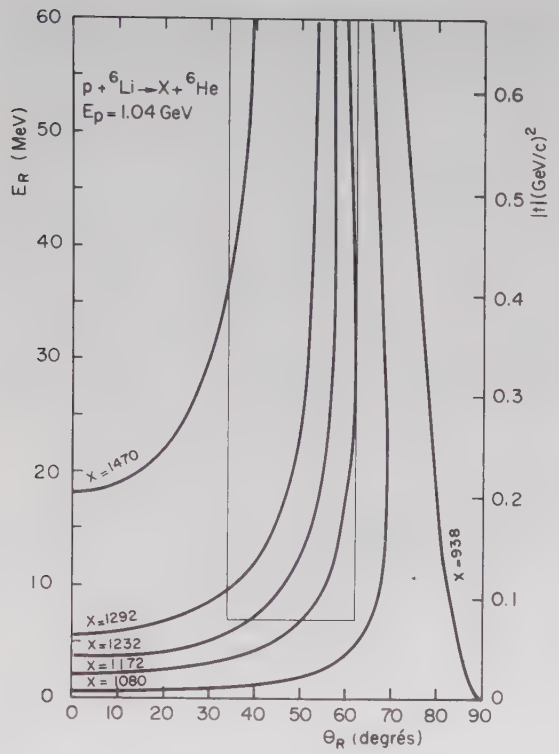


Fig.24 : Cinématique de la réaction p+ ^{6}Li→X+ ^{6}He à 1,04 GeV pour différentes valeurs de la masse manquante. La zone couverte par nos mesures est encadrée.

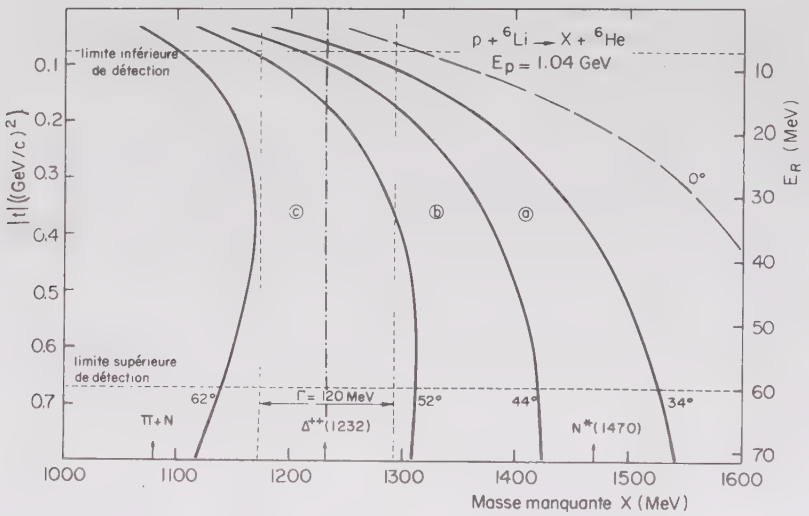


Fig.25 : Cinématique de la réaction p+ ^{6}Li → X+ ^{6}He à 1,04 GeV dans l'espace (t,X) transfert masse manquante. La zone de nos mesures, correspondant au rectangle sur la figure 24, est ici délimitée par les courbes notées 34° et 62° ainsi que par les droites horizontales tracées en pointillé. Trois expositions, correspondant aux zones a b et c, permettent de couvrir l'ensemble de la résonance.

II - METHODE EXPERIMENTALE :

La cinématique de la réaction $p + {}^6Li \rightarrow {}^6He + \Delta^{++}$ (*figures 24 et 25*) nous suggère la méthode expérimentale que nous avons adoptée. En effet, près de l'angle limite, la mesure de la distribution angulaire des noyaux de recul donne directement le spectre de masse manquante. La variation de la section efficace en fonction du quadritransfert est donnée directement, dans une mesure de masse manquante, par la mesure de l'énergie de recul. Cette démarche, à l'opposé de celle qu'on utilise généralement dans le domaine des hautes énergies où seules les particules de désintégration de la résonance sont étudiées, permet de spécifier complètement ici (car pour ^6He seul l'état fondeamental est stable par rapport à l'émission de nucléons), l'état final du noyau de recul et de s'affranchir ainsi de la production incohérente (cassure du noyau). La méthode expérimentale comporte un deuxième volet qui consiste en la mise au point d'un détecteur de grand angle solide en coincidence avec la mesure précise du noyau de recul, ici l'helium 6. Ce détecteur, constitué par un hodoscope de scintillateurs d'une ouverture totale de 2 steradian, permet la détection simultanée de plusieurs particules. Pour chacune d'entre elles, on peut mesurer sa direction dans l'espace et connaitre approximativement sa perte d'énergie spécifique.

Si la détection du noyau de recul détermine lors de la production du Δ, en principe de manière univoque, le transfert et la masse manquante, la détection des produits de désintégration de la résonance assure une réjection des événements associés à des réactions parasites. Nous aurons, par la suite, l'occasion d'insister sur l'importance de cette réjection lorsque les sections efficaces à mesurer sont très faibles, en valeur absolue et par rapport aux réactions contaminantes. Le dispositif expérimental global décrit ci-dessous est représenté sur la *figure 26*.

1) LE FAISCEAU :

Le faisceau extrait de l'anneau du Synchrotron Saturne est transporté et focalisé sur la cible. Sa dispersion en énergie autour de sa valeur moyenne de 1040 MeV est de ± 0,7 MeV. Avec une émittance horizontale de 8π mm.mrd, possible si l'on n'utilise pas -comme c'est le cas ici- l'intensité maximum, nous avons choisi une largeur d'image Δx de 2,5 mm à mi-hauteur et une ouverture angulaire $\Delta\theta$ égale à ± 10 mrd. Cette ouverture entraine une erreur sur l'angle de réaction qui s'ajoute à celle introduite par la dimension de l'objet. L'existence d'un halo de faisceau contribuant à une contamination des spectres par des produits de fragmentation issus du cadre porte-cible, a été un problème délicat à résoudre. Sa contribution a toutefois été ramenée à une valeur faible (<1%) lors du dernier run par un réglage judicieux de collimateurs, placés dans la ligne de transport du faisceau avant le dernier aimant d'analyse. L'emploi de ces fentes a permis en outre de diminuer l'intensité du faisceau à une valeur acceptable pour nos conditions de mesure. L'utilisation d'une deuxième paire de fentes pourrait permettre d'agir séparément sur l'intensité et le halo. Le faisceau est conduit sous vide jusqu'à 2,5m et au-delà de la cible afin de réduire le taux de particules parasites frappant les scintillateurs de l'hodoscope les plus proches de l'axe optique. Nous avons travaillé avec une intensité assez faible 5.10^8 à 10^9 proton par seconde, afin de rester dans des limites convenables de taux d'empilement sur les détecteurs à semi-conducteurs et de coincidences fortuites. Un cycle utile aussi élevé que possible, environ 30% dans cette expérience, et une bonne homogénéité du déversement durant tout le palier d'extraction (~ 350 ms), en particulier l'absence de spikes, ont contribué à rendre minimum le taux d'empilements.

2) LA CIBLE ET LA CHAMBRE A REACTIONS : (figure 26)

L'épaisseur de la cible doit tenir compte de deux exigences contradictoires. D'une part, elle doit être suffisamment épaisse pour conduire à des taux d'événements ^{6}He raisonnables, d'autre part comme on veut mesurer la section efficace au plus petit transfert possible (déterminé par l'épaisseur de ΔE1) elle ne doit pas conduire à une correction due à la perte d'énergie du noyau de recul dans la cible trop importante. Nous avons donc choisi une cible de ^{6}Li de 3,2 mg/cm^2. Les cibles préparées, laminées sous atmosphère d'Argon sec, sont isotopiquement pures à 99,7%. Leur inclinaison, 45° par rapport à l'axe du faisceau, minimise l'épaisseur traversée par les noyaux de recul. Compte tenu de cette inclinaison, donnant à la tache objet une largeur apparente Δx = 3,5 mm,et de l'ouverture angulaire du faisceau incident Δθ , on a une contribution à la résolution en masse manquante X donnée par :

$$\Delta X = \frac{1}{X} p_{^6He} \; p_{proton} \; \sin(\theta_{^6He}) \left(\left(\frac{\Delta x}{D} \right)^2 + \Delta\theta_f^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

D représente la distance cible détecteur ^{6}He. La contribution angulaire à la résolution varie de 7 MeV, au seuil de détection des ^{6}He jusqu'à environ 15 MeV pour une énergie du noyau de recul égale à 60 MeV. Dans le cas de la diffusion élastique à 78°, cette imprécision angulaire ne permet pas de séparer diffusion élastique et diffusion inélastique associées au niveau T = 1 à 3,56 MeV de ^{6}Li suivi de l'émission d'un γ . Mais cette contribution est négligeable devant la largeur naturelle Γ = 120 MeV de la résonance Δ^{++}. Comme nous le verrons par la suite, le problème crucial est de fabriquer une cible exempte d'impuretés. Outre la proportion très faible -environ 3‰ - de ^{7}Li, la couleur grisâtre de la cible lors des expériences témoigne d'une présence d'éléments plus lourds, oxygène, carbone et surtout azote, pour lesquels la réactivité chimique avec le lithium est élevée. Une estimation du taux de pollution de la cible, déduit du taux de production de ^{7}Li donne une limite supérieure de 1,5%, ce qui correspond à une quinzaine de couches atomiques.

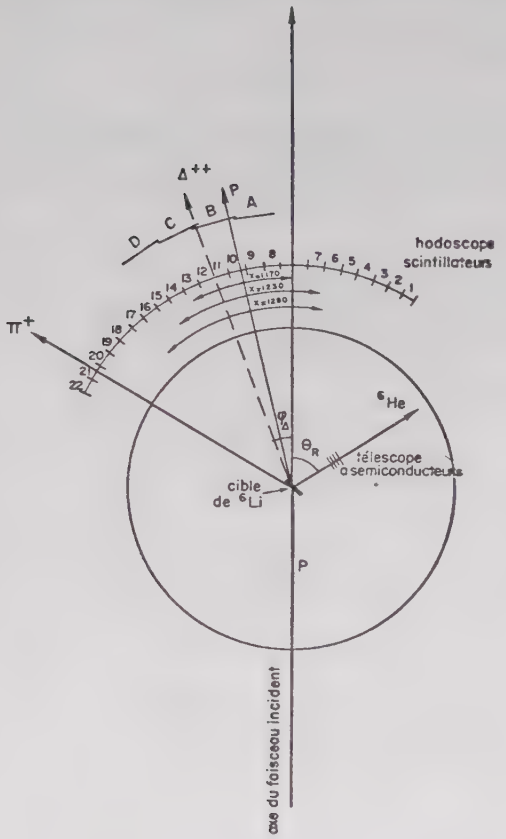


Fig.26 : Dispositif expérimental ; vue de dessus.

La chambre à réactions est l'ancienne chambre utilisée auprès du Synchrocyclotron de Lyon que nous avons reprise et modifiée pour ces expériences. Réalisée en inox, elle se compose d'un fond au travers duquel s'effectue le pompage -le vide atteint était de l'ordre de 10^{-5} Torr-, et sur lequel repose un bras télécommandé mobile destiné à recevoir l'ensemble des détecteurs à semi-conducteurs, d'un couvercle supportant le dispositif d'introduction de cible sous vide et d'un bandeau circulaire. L'épaisseur de celui-ci, 5 mm, déterminant pour le passage des produits de désintégration de la résonance, est telle qu'il n'apporte pas de perturbations à des particules de charge 1 de moyenne énergie (> 300 MeV). En revanche, les particules émises à des angles supérieurs à 25° par rapport au plan de la réaction, traversent une épaisseur beaucoup plus importante de matière (jusqu'à 5 cm).

Dans le cas de la désintégration du Δ^{++}, il s'agit surtout de pions, pour lesquels la densité de probabilité d'émission est maximum à 35° ; les protons sont toujours émis dans un cone de demi-ouverture 25° tant que la masse manquante est inférieure à 1400 MeV. La probabilité de perte d'un pion par réaction nucléaire atteint 50% pour 5 cm d'inox.

3) LA DETECTION :

Le dispositif expérimental doit offrir une bonne dynamique de mesure en énergie et un angle solide élevé permettant une couverture optimale de la zone de masse manquante. A cet effet, nous avons utilisé un télescope de quatre semi-conducteurs au silicium (*figure 26* - Tableau V).

	Epaisseur Δx (μm)	Surface Hauteur x Largeur (mm^2)	Dynamique couverte par le détecteur			
			En énergie (MeV)		En transfert $((GeVc)^2)$	
			^{6}He	^{6}Li	^{6}He	^{6}Li
ΔE_1	30	8 x 28	-	-	-	-
ΔE_2 (à localisation)	375	8 x 28	6 → 34	10 → 54	0,067 → 0,38	0,11 → 0,61
E	700	8 x 28	34 → 60	54 → 91	0,38 → 0,67	0,61 → 1,0

- Tableau V -

Caractéristiques des détecteurs à semi-conducteurs au silicium utilisés

Les plages en énergie et transfert couvertes sont indiquées pour les ions He et Li. Pour chaque détecteur, la limite inférieure correspond à une particule s'arrêtant juste au début de ce détecteur, la limite supérieure à une particule s'arrêtant juste à la fin de ce détecteur. Les effets des seuils électroniques ne sont pas considérés. Ces valeurs ont été calculées dans l'hypothèse d'une cible d'épaisseur négligeable.

La jonction ΔE_2 est un détecteur à localisation. C'est l'épaisseur Δx1 de la première, ΔE_1, qui détermine le transfert minimum t_{min} mesurable. Si E_r est l'énergie de l'ion correspondant à un parcours égal à l'épaisseur de cette jonction, ce transfert est donne par $t_{min} \simeq 2 M_{^6Li} E_r$. La forte décroissance de la section efficace de la réaction élémentaire $p + p \rightarrow \Delta^{++} + n$ avec le quadritransfert t (en $e^{-10|t|}$ si $|t|$ est exprimé en $(GeV/c)^2$)(Réf.41), conduit à choisir Δx1 le plus petit possible. La valeur de 30μ réalise un bon compromis entre cette exigence et une bonne homogénéité de l'épaisseur sur toute la surface. Le rôle de la deuxième fonction , ΔE_2, consiste à déterminer, outre l'énergie perdue, l'angle d'émission du noyau de recul par mesure de la position. Sa résolution spatiale, de l'ordre de 0,5 mm à mi-hauteur, introduit une erreur sur la mesure de l'angle bien inférieure à celle due à l'émittance du faisceau. La jonction E étend le domaine d'énergie mesurable jusqu'à 60 MeV pour les ^{6}He, soit jusqu'à un quadri-transfert de 0,67 $(GeV/c)^2$. Enfin, la jonction rejet élimine les particules rapides qui traverseraient tout le télescope. Un diaphragme de 7 x 26 mm^2 placé à 150 mm de la cible, entre les deux premières jonctions, définit l'ouverture angulaire. L'électronique associée à cet ensemble est reproduite schématiquement sur la *figure 27*. On y notera principalement la présence d'un dispositif d'anti-empilement (de temps caractéristique 10μs) ainsi que d'un système d'élimination des charges 1. A cet effet, on construit un signal porportionnel à $\alpha \Delta E_1 + \beta \Delta E_2$ pour lequel on ajuste les constantes α et β. Un sélecteur monocanal associé permet alors d'éviter l'enregistrement

sur bande magnétique d'un très grand nombre de tels événements. Sur la voie jonction, le trigger (déclenchement) est donné par la condition d'une coincidence $\Delta E_1 . \Delta E_2 . \overline{Rejet}$ et d'un signal de validation du dispositif d'anti-empilement. C'est ce signal de déclenchement qui autorise le codage de l'amplitude des signaux linéaires provenant des jonctions. Il constitue de plus une des conditions nécessaires pour le codage des signaux issus de l'hodoscope.

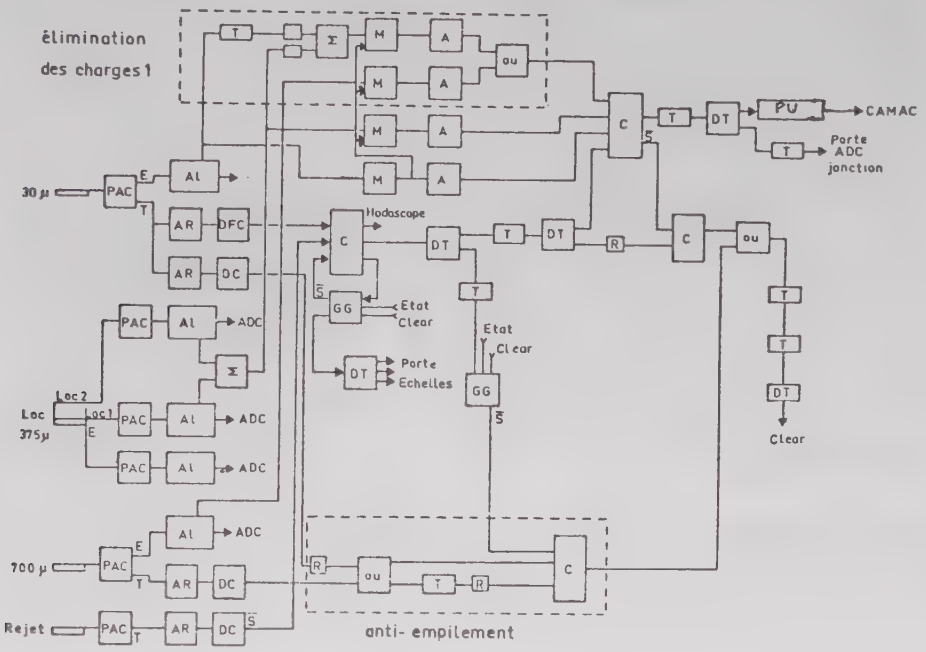


Fig.27 : Schéma de l'électronique associée à la voie semi-conducteurs. Les conventions sont les suivantes : PAC : Préamplificateur de charge - AL : Amplificateur linéaire - AR : Amplificateur rapide - ADC : Codeur analogique digital - DFC : Discriminateur à fraction constante - DC : Discriminateur - T : Timer - M : Sélecteur monocanal - Att : Atténuateur - C : Coincidence - GG : Générateur de porte - DT : Distributeur - R : Retard - PU : Pattern unit - Σ : Circuit somme.

L'hodoscope se compose d'un ensemble de 22 lattes de scintillateurs disposées verticalement suivant un arc de cercle (*figures 26* et *28*). Chacun de ces éléments, d'une largeur de 5 cm, couvre un angle $\Delta\Theta$, dans le plan de réaction, égal à 4,07° et a une hauteur de 150 cm. Vu de la cible, cet ensemble couvre un domaine angulaire de 95°. L'essentiel de cet ensemble hodoscopique avait été primitivement réalisé pour une expérience au CERN et a été adapté pour SATURNE. L'espace ménagé entre les scintillateurs 7 et 8 pour le passage du faisceau est partiellement comblé par deux scintillateurs notés 23 et 24. Chacun des deux photo-multiplicateurs, haut et bas, associés à une latte donne une information temps (TDC) et une information amplitude (ADC). La localisation du point d'impact de la particule à ± 25 mm près -mesurée avec les protons de la diffusion élastique- se fait par la mesure de la différence de temps entre les signaux issus des photo-multiplicateurs haut et bas. Cet ensemble de détection, sensible uniquement aux particules chargées, peut aussi être utilisé pour la mesure de la production de résonances baryoniques ou mésoniques se désintégrant en trois corps ou plus, comme par exemple le $N^*(1470) \rightarrow p\ \pi^+\pi^-$ avec toutefois une efficacité géométrique beaucoup plus réduite que dans le cas de la résonance Δ^{++} et pourrait aussi permettre la mesure de la multiplicité en coincidence avec un fragment rapide dans les collisions d'ions lourds relativistes.

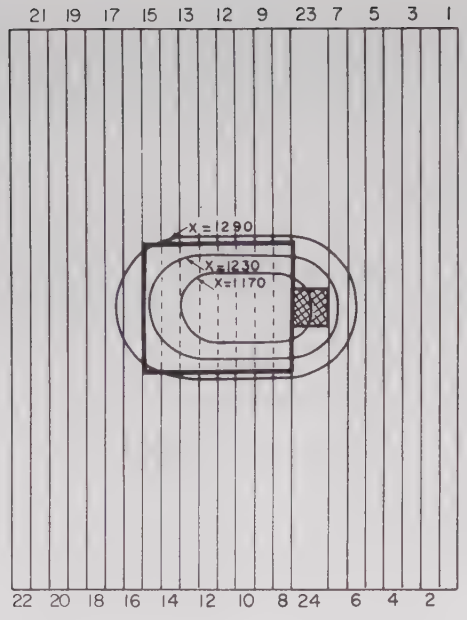


Fig.28 : Vue de face de l'hodoscope. Le cadre tracé en trait épais délimite la zone "protons", la zone hachurée indique le trou permettant le passage du faisceau. Les zones ovales déterminent la région de l'hodoscope pouvant être atteinte par un proton issu de la désintégration du Δ^{++}.

Afin de rendre cet ensemble plus spécifiquement adapté à la détection des produits de désintégration, proton et pion positif, du Δ^{++}, nous y avons adjoint quatre scintillateurs notés A B C D (*figure 26*), destinés à couvrir la zone "proton" c'est-à-dire la région réduite de l'espace dans laquelle le proton issu du Δ^{++} peut être émis ; la *figure 29* indique la zone angulaire d'émission du Δ^{++} couverte en fonction de l'angle d'émission du noyau de recul.

Sur la courbe cinématique de la désintégration $\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+$ (*figure 30*), on remarque que le proton a un angle limite ; celui-ci dépend de la masse manquante de la résonance et de son énergie totale. Les limites angulaires et énergétiques de détection des ^{6}He déterminent, pour une masse manquante donnée, des limites angulaires en Θ et Ψ pour l'émission du proton. Les portions de surface de l'hodoscope fixées par ces limites sont représentées sur la *figure 28*. On constate que l'efficacité géométrique de détection du proton n'est pas égale à l'unité partout, en particulier pour les valeurs élevées de la masse manquante à cause de la limitation verticale introduite par A B C et D. Pour le pion qui ne présente pas d'angle limite, tant que la masse manquante est supérieure à 1180, l'efficacité est plus faible. Dans la zone de la résonance Δ^{++}, celle-ci est de l'ordre de 55% et varie peu avec le transfert (*figure 31*).

Afin de définir le trigger hodoscope, chacun des scintillateurs A, B, C, D, est mis respectivement en coincidence avec 8 et 9, 10 et 11, 12 et 13, 14 et 15 (*figure 32*). La condition d'au moins une coincidence parmi ces quatre possibilités constitue le trigger-hodoscope. Elle signifie donc le passage d'au moins une particule dans la zone "proton". Dans le cas du Δ^{++}, cela correspond au moins à la détection du proton. La coincidence du trigger hodoscope et du trigger jonctions déclenche l'ensemble des convertisseurs d'amplitude associés aux scintillateurs 1 à 23 et sert de start commun à tous les codeurs de temps.

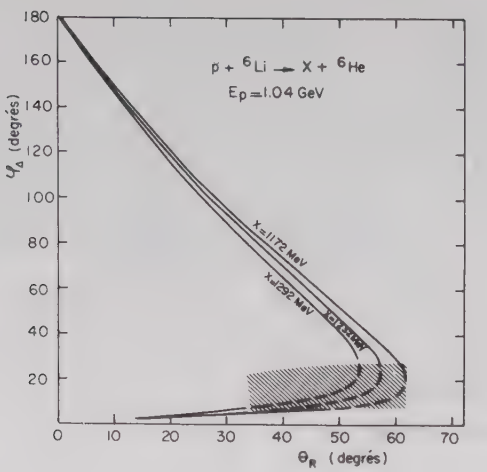


Fig.29 : Zone angulaire d'émission de la particule produite. La zone hachurée correspond à nos mesures. A noter que pour un transfert donné, l'angle d'émission de la particule dépend très peu de l'angle du noyau de recul.

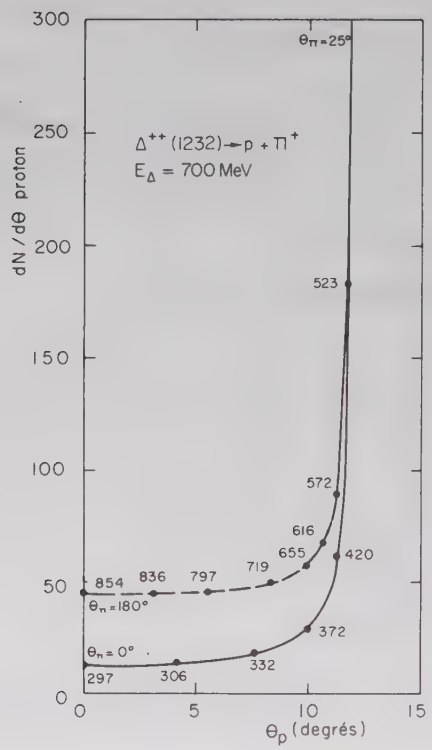


Fig.30 : Cinématique de la désintégration $\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+$ pour une énergie cinétique du Δ^{++} de 700 MeV. Les chiffres reportés le long de la courbe donnent l'énergie cinétique du proton. La partie en pointillé de la courbe est associée à la seule détection du proton puisque le pion est alors émis à un angle supérieur à 45°.

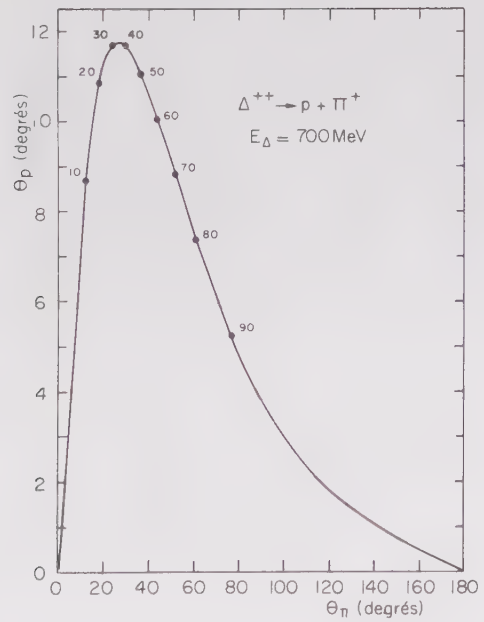


Fig.31 : Corrélation angle d'émission du proton - angle d'émission du pion. Les chiffres portés le long de la courbe indiquent la fraction de pions (en %) dont l'angle d'émission est inférieur à une valeur θ_π donnée.

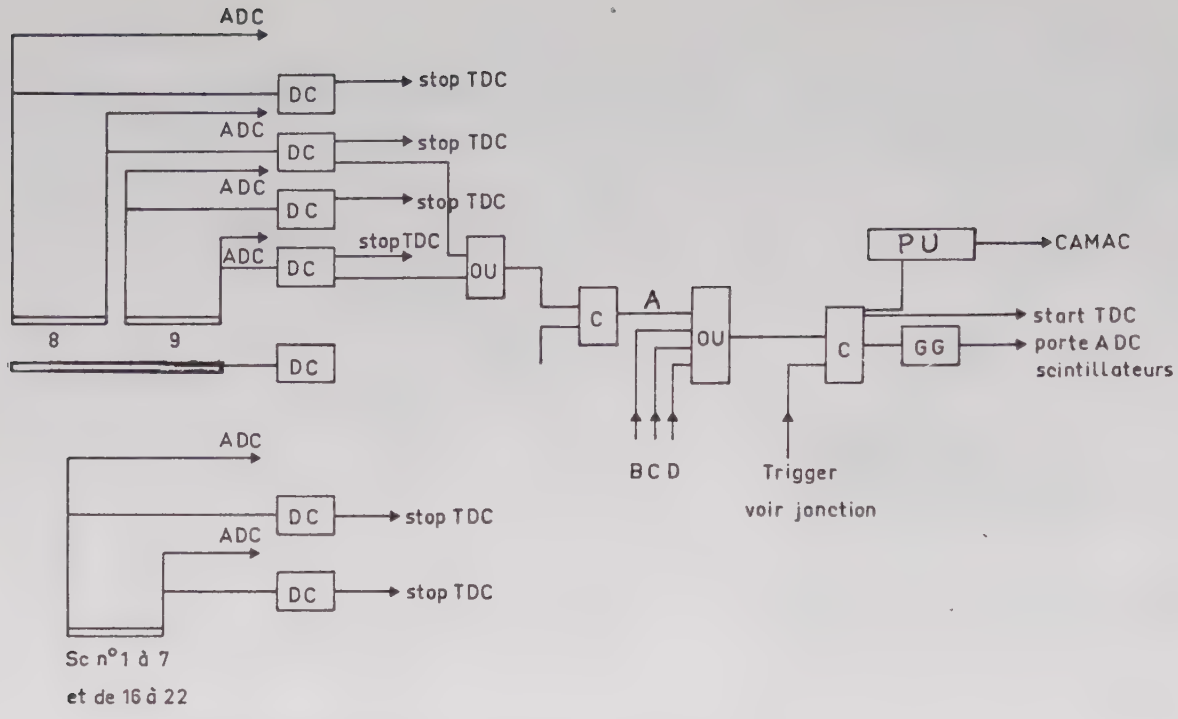
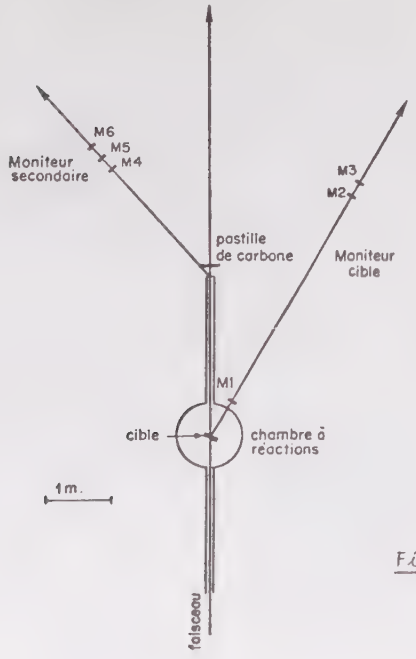


Fig.32 : Schéma de l'électronique associée à l'hodoscope de scintillateurs. Les abréviations sont identiques à celles de la figure 27. On a de plus : TDC : Codeur temps digital.

4) LE MONITEUR : (figure 33)



Le monitorage du faisceau incident est effectué au moyen de deux télescopes. L'un, le moniteur cible, vise la cible. Il est étalonné par la méthode de la pastille de carbone. Cette méthode consiste à mesurer l'activité d'une pastille après irradiation lors de la mesure d'étalonnage et donne une précision d'environ ± 10% . L'autre, le moniteur secondaire, en vue directe d'une cible placée en aval dans le faisceau à 2,5 m de la cible, sert à normaliser les mesures faites en cible vide.

Fig.33 : Dispositif de monitorage du faisceau incident.

5) L'ACQUISITION :

Elle se fait en ligne à l'aide d'un ordinateur PDP 11-45. Les informations codées des ADC et TDC permettent de constituer des mots-événements. Ceux-ci sont envoyés par l'intermédiaire d'un interface CAMAC à l'ordinateur qui les stocke sur bande magnétique. La longueur du mot est variable et ajusté par programme en fonction du nombre de scintillateurs de l'hodoscope touchés. On peut le représenter schématiquement par :

$N°$	ΔE_1	ΔE_2	LOC_1	LOC_2	E	N	n_1	$ADCH_1$	$ADCB_1$	$TDCH_1$	$TDCB_1$	n_2	.....	$TDCB_N$

. $N°$: Numéro de la mesure

. ΔE_1 : Amplitude du signal laissé dans la première jonction

. ΔE_2 : Amplitude du signal laissé dans la deuxième jonction

. LOC_1, LOC_2 : Amplitudes des signaux de localisation issus de la deuxième jonction

. E : Amplitude du signal laissé dans la troisième jonction

. N : Nombre de scintillateurs touchés et pour chacun d'entre eux

. n_i, $ADCH_i$, $ADCB_i$, $TDCH_i$, $TDCB_i$: Numéro du scintillateur, information amplitude, et temps issu des photomultiplicateurs haut et bas associés.

Dans le cas d'événements jonctions seuls, le mot possède une longueur minimum puisqu'il ne comporte alors que sept informations.

Les taux d'événements typiques sont, pour une mesure de trois heures et pour l'exposition de 39° :

. Bursts	: 8000
. Protons incidents	: $9\ 10^{12}$
. Scintillateur n°8	: $3.4\ 10^{8}$
. Empilements	: $1.4\ 10^{6}$
. ΔE_1	: $0.9\ 10^{6}$
. E	: $15\ 10^{6}$
. Déclenchements hodoscope	: 90 415
. Déclenchements jonctions	: 83 049
. Moniteur secondaire	: $1.1\ 10^{6}$
. Moniteur cible	: 44 506

III - RESULTATS EXPERIMENTAUX : EXTRACTION DES SECTIONS EFFICACES :

1) EXTRACTION DES DONNEES BRUTES : SEPARATION EN CHARGE ET MASSE :

Les événements, multiparamétriques, sont triés et classés. Des fenêtres sont déterminées sur chaque variable de manière à éliminer un certain nombre d'événements parasites. Sur les TDC hauts et bas, la fenêtre choisie, 10 ns, permet de réduire à moins de 1% le taux d'événements fortuits. Ce taux, estimé d'après le spectre TDC associé au scintillateur n°8, le plus proche du faisceau, est très faible car le taux instantané de protons incidents sur la cible n'est que de 3p/ns.

A l'aide des deux informations TDCH et TDCB, provenant d'un même scintillateur, on calcule la différence ΔT = TDCB - TDCH qui permet de déterminer la coordonnée verticale z du point d'impact de la particule. L'étalonnage absolu en z est donné par $z = \Delta T.75/T$ (en cm), où T représente la demi-largeur du spectre en temps.

Chaque événement est alors paramétrisé du côté hodoscope par un certain nombre de variables qui sont :

- le nombre de scintillateurs touchés ; c'est la multiplicité M
- leur mesure et l'abscisse z de l'impact correspondant sur chaque scintillateur
- le numéro de la mesure permettant de repérer à quelle exposition (39, 48 ou 57°) l'événement correspond

L'ensemble des informations issues des fonctions fournit l'énergie cinétique et l'angle d'émission du noyau de recul. On a :

$$E_3 = \Delta E1 + \Delta E2 + E \qquad \text{et} \qquad \Theta_3 = \Theta_M + k\,(LOC1 - LOC2)$$

L'étalonnage en énergie de chacune des jonctions nous est fourni par les alphas du thoron (6,02 MeV et 8,78 MeV). Θ_M est, en principe, l'angle qui correspond géométriquement au centre de la jonction à localisation. Une autre détermination de Θ_M est obtenue par la mesure en corrélation du noyau de recul et du proton dans la diffusion élastique p + ^{6}Li à 78°. Nous avons tenu compte du léger décalage observé, du probablement à des défauts d'alignement (cible et faisceau). k est déterminé de la même façon à l'aide de la diffusion élastique.

Une nouvelle valeur de E_3 est obtenue par correction de la perte d'énergie dans une demi-cible. Cette correction est très importante à l'énergie seuil : il en résulte que l'énergie réelle E_r de l'hélium 6 de recul peut différer sensiblement de l'énergie détectée selon que la réaction a eu lieu en début (E_1) ou en fin (E_2) de cible. Une conséquence immédiate est que l'on devrait affecter un événement non pas à un transfert fixe mais à un intervalle de transfert correspondant aux deux limites E_1 et E_2 , d'autant plus large que l'énergie du noyau de recul est faible. Une autre possibilité consiste à affecter l'événement à un transfert moyen E_m défini par :

$$\int_{E_2}^{E_m} \frac{d\sigma}{dt}\,dt = \int_{E_m}^{E_1} \frac{d\sigma}{dt}\,dt$$

Cette quantité E_m diffère légèrement de la valeur de l'énergie centre cible. Le décalage maximum est de l'ordre de 0,003 $(GeV/c)^2$ si l'on suppose une décroissance exponentielle (de pente $25(GeV/c)^2$ de la section efficace. Il s'annule pour une section efficace indépendante du transfert. Nous avons adopté ici cette deuxième méthode.

A partir de E_3 et Θ_3 on calcule deux nouvelles variables, la quadri-transfert t et la masse manquante. La zone couverte par notre expérience dans cet espace est représentée sur la *figure 24*.

$$t = \left(\underset{\sim}{p}_3 - \underset{\sim}{p}_1 \right)^2 = \left(M_3 - M_2 \right)^2 - 2 M_2 E_3$$

et

$$X = \left(\underset{\sim}{p}_1 + \underset{\sim}{p}_2 - \underset{\sim}{p}_3 \right)^2 = \left[\left(M_1 + M_2 - M_3 \right)^2 - 2E_1 \left(M_3 - M_2 \right) - 2 \left(E_1 + M_1 + M_2 \right) E_3 + 2 \sqrt{E_1^2 + 2E_1 M_1} \sqrt{E_3^2 + 2M_3 E_3} \cos\Theta_3 \right]^{\frac{1}{2}}$$

(Notons que la quantité X n'a de sens que si $M_2 \geq M_3$)

$\underset{\sim}{p}_1$ $\underset{\sim}{p}_2$ $\underset{\sim}{p}_3$ $\underset{\sim}{p}_4$ sont les quadrivecteurs des protons, ^6Li, ^6He et Δ^{++} (*figure 34*).

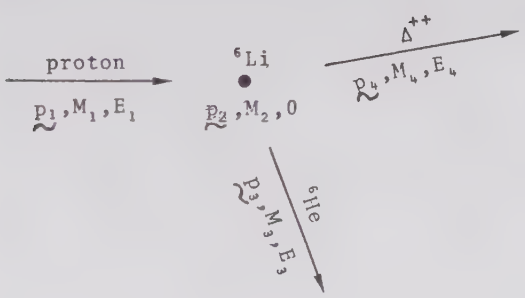


Fig.34 : Définition des quadrivecteurs $\underset{\sim}{p}_1$ $\underset{\sim}{p}_2$ $\underset{\sim}{p}_3$ $\underset{\sim}{p}_4$ dans la réaction $p + {}^6Li \rightarrow X + {}^6He$.

Les nouvelles variables X et t permettent de déterminer par intégration sur la résonance la section efficace différentielle de production $d\sigma/dt$ en fonction du transfert t.

Enfin, on détermine un paramètre identificateur , associé à chaque événement, qui repère le type de la particule de recul détectée. Cette identification est faite à partir de cartes $\Delta E1 - \Delta E2$, obtenues à partir d'un classement effectué sur l'IBM 370/138 de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. Un exemple de telles cartes est représenté par la *figure 35*.

Le très faible nombre d'événements qui atteignent la jonction E nous a conduit à ne considérer dans le dépouillement que les particules dont l'énergie maximum correspond au parcours dans les deux premières jonctions.

Le choix des séparatrices est très critique. En effet, le nombre d'alphas étant beaucoup plus élevé que le nombre de ^6He, une détermination trop lâche des séparatrices conduit à accepter des événements alphas : ceux-ci peuvent ne pas nécessairement être tous rejetés par l'application du critère de sélection sur la multiplicité. En revanche, une détermination trop serrée conduit à une perte d'helium 6. On peut estimer, pour les séparatrices choisies, ce taux de perte à quelques %.

Les résultats de cette séparation sont portés dans le tableau VI.

		TOTAL M = 0+1+2+3	M = 0	M = 1	M = 2	M = 3
39°	^{8}He	898	676	138	76	8
	^{6}Li	2880	2411	282	141	46
	^{7}Li	1034	881	99	47	7
48°	^{6}He	1259	773	295	163	28
	^{6}Li	2721	2129	399	139	54
	^{7}Li	994	811	126	47	10
57°	^{6}He	1172	749	235	171	17
	^{6}Li	3453	2634	538	209	72
	^{7}Li	1072	860	154	51	7
39° + 48° + 57°	^{6}He	3329	2198	668	410	53
	^{6}Li	9054	7174	1219	489	172
	^{7}Li	3100	2552	379	145	24

- Tableau VI -

Nombre d'événements bruts pour chaque exposition et chaque multiplicité associée une fois la séparation en masse et charge effectuée.

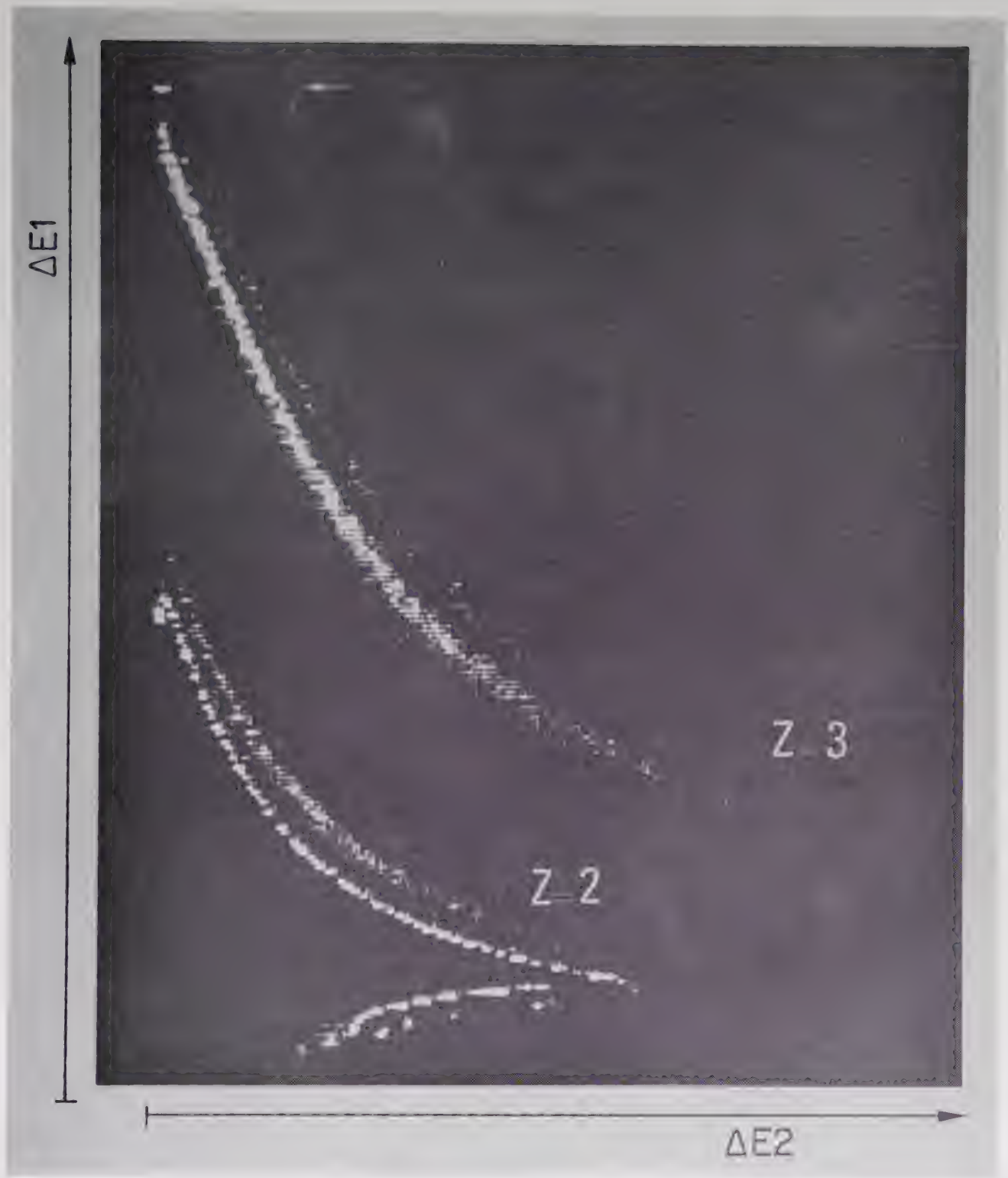


Fig. 22 : Exemple de carte ΔE1 - ΔE2 des événements enregistrés dans l'expérience. On distingue clairement les ^{6}He ainsi que les noyaux de charge 3 (^{6}Li et ^{7}Li). Les particules de masse inférieure ou égale à 4 ont été éliminées par le calcul : seule la queue des alphas apparait sur cette carte. Les particules qui ont traversé la jonction ΔE2 correspondent à la partie de la courbe située avant le point de rebroussement.

Ces cartes appellent plusieurs commentaires. Outre la présence d'ions de masse inférieure à celle de la cible, on note la présence de ^{7}Li, de ^{7}Be et même de ^{9}Be. Les réactions $p + {}^{6}Li \rightarrow {}^{7}Be + \pi^{\circ}$ ou $p + {}^{6}Li \rightarrow {}^{7}Li + \pi^{+}$ ont un angle limite de 30° et ne sont donc pas couvertes par nos mesures. Ceux-ci ne doivent donc leur présence qu'à la pollution de la cible (~1,5%), puisque les mesures cible vide ont montré que le cadre ne contribuait pas. Lors de notre premier run, il y avait une contribution du cadre ; nous avons pu y porter remède en évidant davantage le cadre et en réduisant le halo du faisceau. Force est alors d'admettre qu'il y a aussi dans les spectres de ^{6}Li et de ^{6}He une partie des événements qui proviennent de la fragmentation de noyaux plus lourds. La comparaison des spectres de ^{7}Li et ^{7}Be (*figure 36*) dans la même région d'énergie est en accord avec les mesures de Berkeley (Réf.42). Grâce à ces mêmes mesures, on peut donc évoluer le taux d'événements de fragmentation qui contaminent les autres spectres de ^{6}He et ^{6}Li. C'est cette méthode que nous avons utilisée pour soustraire la fragmentation qui donne un spectre continu.

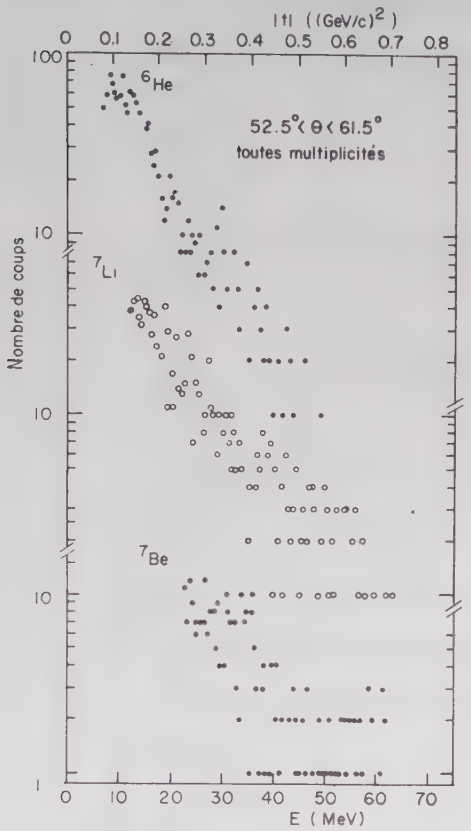


Fig.36 : Spectre énergétique des noyaux hélium 6, lithium 7 et béryllium 7 pour l'exposition à 48°.

Si l'on excepte la fragmentation, d'autres réactions doivent être envisagées pour expliquer le taux important de ^{6}Li associé à un fond continu en masse manquante. Contrairement à la fragmentation résultant d'impureté, ces autres réactions sont intéressantes en elles-même. Ce sont :

. $p + {}^{6}Li \rightarrow {}^{6}Li\ (T = 1) + (\pi^{+} + n)$

Cette réaction donne essentiellement des événements de multiplicité M = 0.

. $p + {}^{6}Li \rightarrow {}^{6}Li\ (T = 1) + (\pi^{\circ} + p)$

Soit dans la voie $I = \frac{1}{2}$ soit dans la voie $I = \frac{3}{2}$ $J = \frac{3}{2}$, mais seuls les nucléons 1p contribuent à cette réaction. L'état T = 1 à 3,56 MeV est l'analogue du fondamental de ^{6}He.

. $p + {}^{6}Li \rightarrow Li\ (e.f.) + (\pi^{+} + n)$
. $p + {}^{6}Li \rightarrow {}^{6}Li\ (e.f.) + (\pi^{\circ} + p)$

Ces deux réactions sont prépondérantes, car cohérentes au sens strict (d'où un gain d'un facteur 36). Pion et proton sont dans un état d'isospin total $T = \frac{1}{2}$, le Clebsch d'isospin pour $\pi^{\circ} + p$ donne un facteur $\frac{1}{3}$ et un facteur $\frac{2}{3}$ pour la voie $\pi^{+} + n$. Cette dernière donne essentiellement des événements de multiplicité M = 0.

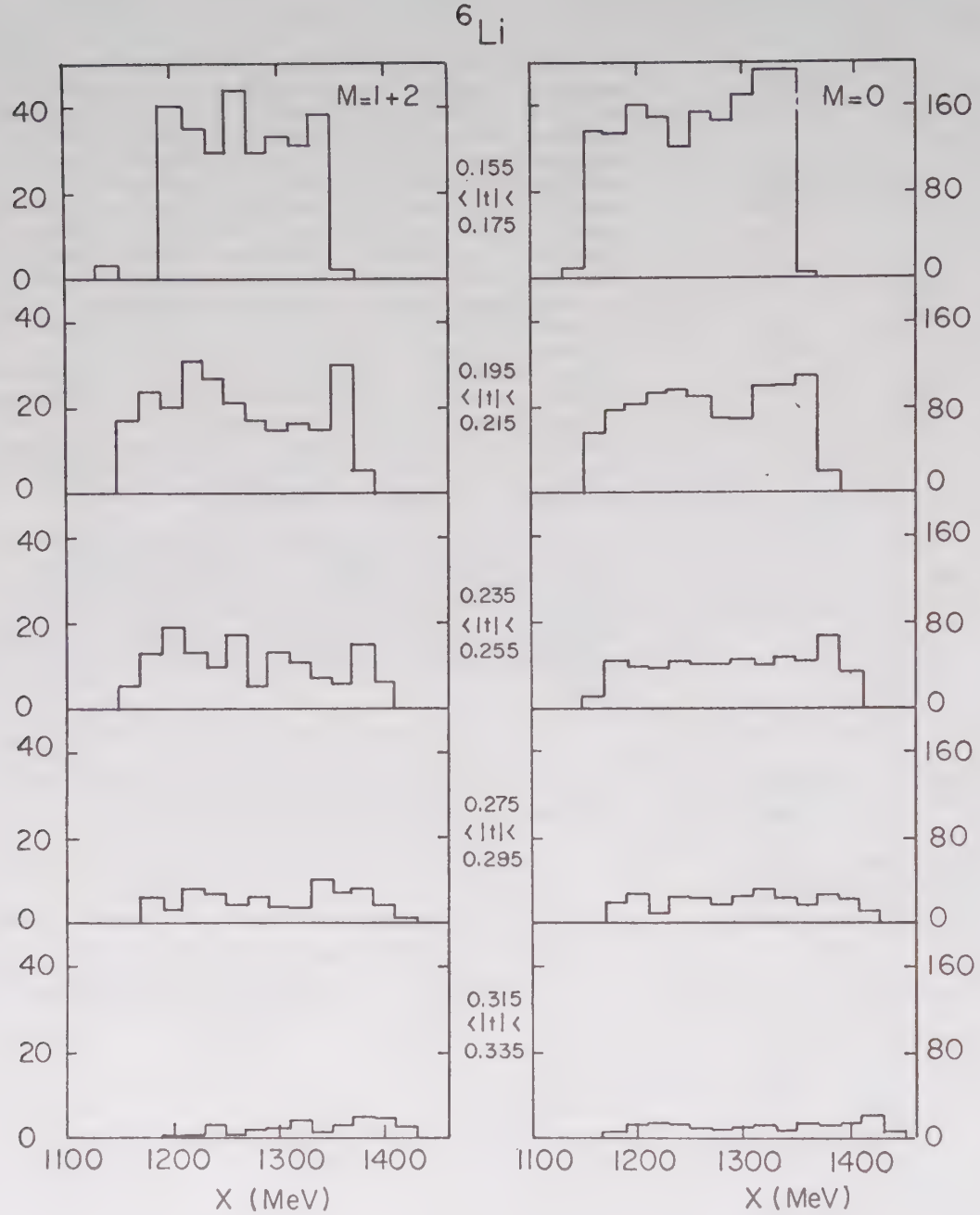


Fig.37 : Spectres bruts en masse manquante correspondant à la détection de noyaux de lithium 6, à gauche pour les événements associés à la multiplicité 1 et 2, à droite pour les événements associés à la multiplicité 0. La bande en quadri-transfert est indiquée au centre.

A ces réactions, il faut ajouter :

. $p + {}^6Li \rightarrow {}^6Li\ (T = 1) + \Delta^+ \left(I = \frac{3}{2}\ ,\ J = \frac{3}{2}\right)$

Cette réaction doit être, par le jeu des Clebsch d'isospin, trois fois plus faible que la réaction étudiée. De fait, nous n'observons pas de structure dans les spectres en masse manquante sur ^6Li (*figure 37*). Cette réaction de production de Δ^+ n'apparait pas dans notre expérience, noyée dans le spectre continu des autres réactions.

Notons que seuls les états fondamental et T = 1 peuvent donner lieu à l'identification d'un ^6Li, les autres états étant instables par émission de particules. La diffusion élastique ne contribue pas les ^6Li ayant dans ce cas une énergie bien supérieure à 90 MeV.

Dans le cas de la production non résonante -le pion et le proton ne sont pas dans l'état $I = \frac{3}{2}$ $J = \frac{3}{2}$ - on peut déterminer en considérant l'espace de phase et en appliquant la transformation $(p,\Omega) \rightarrow (t,X)$ la forme du spectre en masse manquante on obtient :

$$\frac{d^2\sigma}{dtdX} \propto \frac{\left(\left(X^2-(m_p+m_\pi)^2\right)\left(X^2-(m_p-m_\pi)^2\right)\right)^{\frac{1}{2}}}{X}$$

L'allure de cette courbe est représentée sur la *figure 38*.

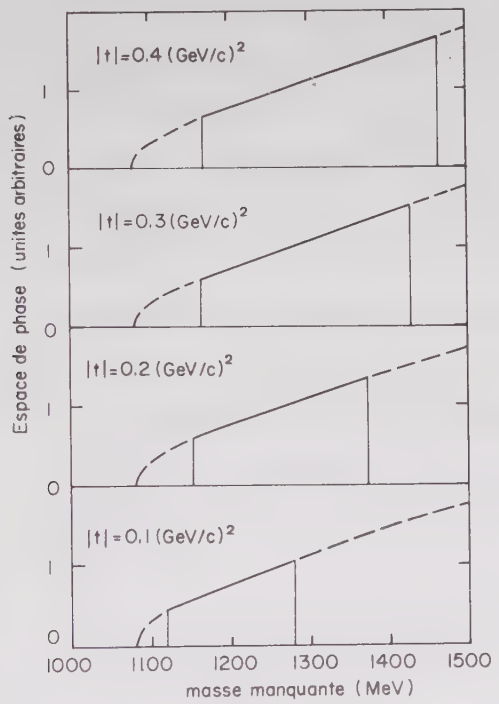


Fig. 38 : Espace de phase de la réaction à 3 corps $p + {}^6Li \rightarrow {}^6Li + \pi + N$ en fonction de la masse manquante du système pion-nucléon. Pour un transfert donné, la zone couverte par notre expérience est indiquée par la courbe en trait plein.

Cette forme de spectre est en accord avec la forme des spectres expérimentaux de ^6Li à bas transferts (*figure 37*).

La *figure 39* illustre un spectre typique obtenu pour les ^6He. Leur forme, contrastant nettement avec les spectres de ^6Li, mettent en évidence la résonance très clairement à bas transferts. La largeur de la résonance est sensiblement plus faible (environ 90 MeV) que la largeur libre. Un tel effet, du à la présence d'autres particules dans un voisinage très proche, a été mis en évidence dans de nombreuses réactions nucléaires qui peuplent un état dont la durée de vie est du même ordre de grandeur que le temps d'interaction (Réf.43). Il faut noter que la résonance apparait mieux dans les spectres associés à une multiplicité 1 ou 2 que dans les spectres associés à la multiplicité 0. La contamination des spectres de ^6He semble plus importante en multiplicité 0 ; ceci n'est pas étonnant si l'on considère que cette contamination provient essentiellement de la fragmentation sur des noyaux lourds. Il est donc souhaitable, si l'on veut signer la réaction étudiée, en particulier à grand transfert, de tirer partie de la coincidence avec l'hodoscope. Le dépouillement est alors rendu plus compliqué du fait que l'efficacité de détection des produits de désintégration de la résonance n'est pas de 100%. Le calcul des corrections d'efficacité fait l'objet du paragraphe ci-après.

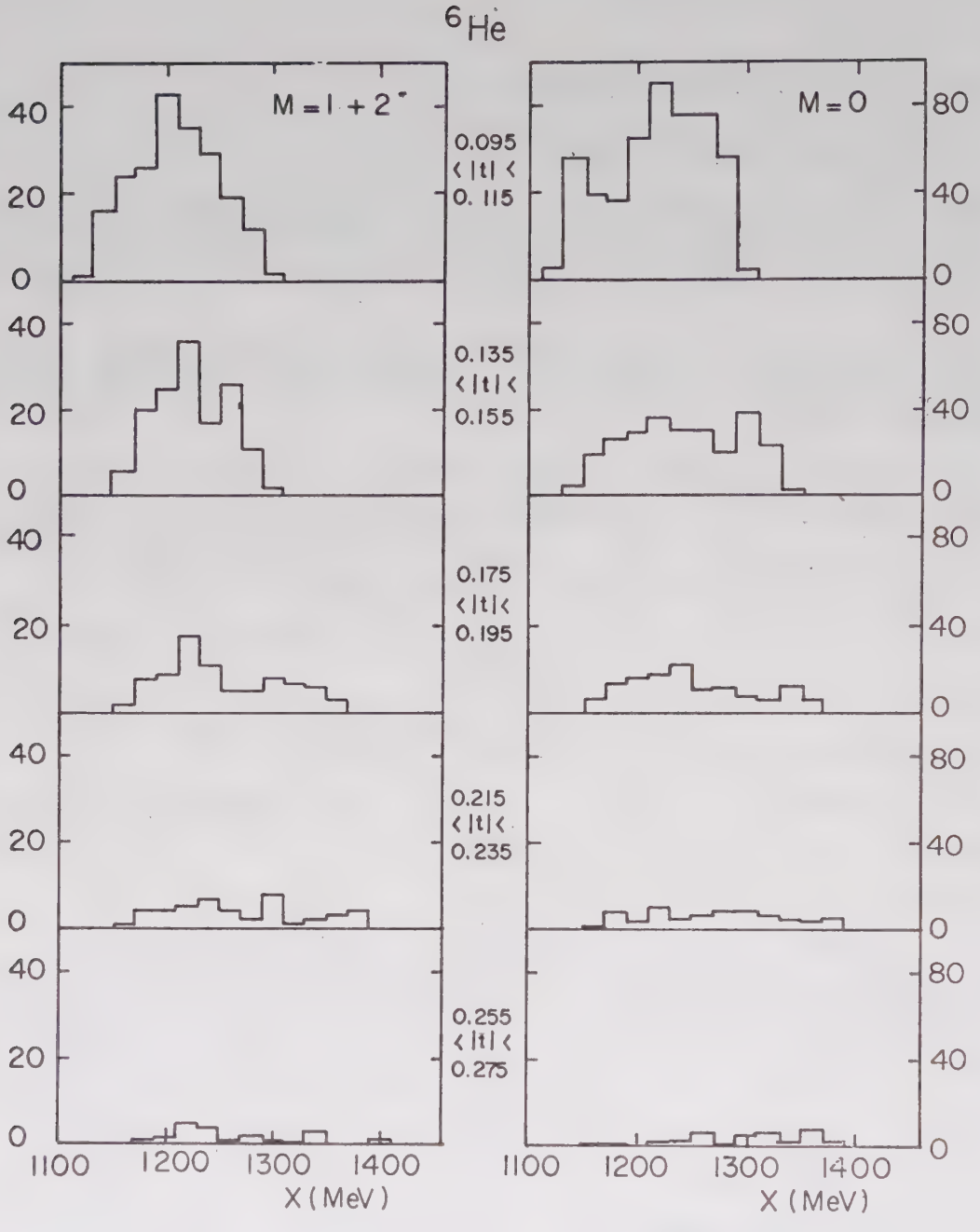


Fig.39 : Spectres bruts en masse manquante correspondant à la détection de noyaux d'hélium 6, à gauche pour les événements associés à la multiplicité 1 et 2, à droite pour les événements associés à la multiplicité 0. La bande en quadritransfert est indiquée au centre.

2) CALCUL DES SECTIONS EFFICACES : CORRECTIONS :

Nous avons déjà évoqué le fait que l'efficacité géométrique n'était pas la même quelle que soît la masse manquante et le transfert. De plus, l'existence d'un seuil électronique sur les voies correspondant aux scintillateurs A,B,C,D, entraîne un taux de perte des protons, d'autant plus élevé que leur énergie est grande. Notant $\varepsilon(t,X)$ et $\varepsilon'(t,X)$ les efficacités géométrique et électronique, on peut écrire :

$$\frac{d^2\sigma}{dtdX} = \int \frac{d^3\sigma}{dtdX\, d\varphi} \frac{d\varphi}{\varepsilon\varepsilon'} = 2\pi \frac{d^2\sigma}{dtdX\, d\varphi} \frac{1}{\varepsilon\varepsilon'} = \frac{2\pi\, d \sin\Theta}{h} \frac{d^2\sigma}{dtdX} \frac{1}{\varepsilon\varepsilon'} = K \frac{\Delta^2 N_{^6He}}{\Delta t \Delta X} F(t,X)$$

où l'on a posé $K = \dfrac{2\pi\, d\, A \cos\psi}{h \rho e \mathcal{N} N_{inc}}$ et $F(t,X) = \dfrac{\sin\Theta}{\varepsilon\varepsilon'}$

$d, A, \psi, h, \rho e, \mathcal{N}$ et N_{inc} représentent la distance cible diaphragme, le nombre de masse de la cible, son angle d'inclinaison, la hauteur du diaphragme, l'épaisseur de la cible, le nombre d'Avogadro et le nombre total de protons incidents.

Choisissant pour bande d'analyse $\Delta t = 0{,}01$ $(GeV/c)^2$ et $\Delta X = 20$ MeV, on obtient :

$$\frac{d^2\sigma}{dtdX} = 0{,}224 \quad N(t,X)\ F(t,X) \quad \mu b.(GeV/c)^{-2}$$

où $N(t,X)$ représente le nombre d'événements qui remplissent les conditions

$$t-0{,}005 < \text{transfert} < t+0{,}005 \quad \text{et} \quad X-10 < \text{masse} < X+10$$

Deux méthodes d'analyse des résultats sont alors possibles :

D'une part calculer $\varepsilon(t,X)$ et prendre pour $\varepsilon'(t,X)$ la valeur déterminée expérimentalement à 57° et faire la supposition que ε' ne varie ni avec t, ni avec X, ni avec la multiplicité. $\varepsilon(t,X)$ est alors calculé exactement : il suffit d'exprimer, dans le référentiel où la résonance est au repos, les conditions de coupure géométrique. On est ainsi ramené à calculer des portions de surface d'une sphère unité découpées par des plans. Un exemple d'une carte de correction ε est donné par le tableau VII. Pour une valeur déterminée de la masse, il existe un intervalle de transfert en dehors duquel la direction du Δ^{++} ne rencontre pas la zone "protons" : l'efficacité géométrique tombe alors en dessous de 50% quelle que soit l'énergie cinétique du Δ^{++}. Nos conditions de mesure étaient telles (*figure 29*) que ces limites n'ont jamais été atteintes. Toutefois, une autre coupure due à la dimension verticale des scintillateurs A, B, C et D apparait au-delà de 1270 MeV puisque l'angle limite d'émission du proton est alors supérieur à 25°, angle sous-tendu par A,B,C et D. En conséquence, pour un transfert donné correspondant à un angle du Δ^{++} qui ne varie pratiquement pas avec la masse (*figure 29*), l'efficacité décroit au fur et à mesure que le cône d'émission du proton s'ouvre, cest à dire au fur et à mesure que la masse manquante augmente (rappelons que l'énergie totale de la résonance varie peu avec le transfert, sa variation n'est que de 20 MeV pour $\Delta t = 0{,}2$ $(GeV/c)^2$.

TRANSFERT — MASSE MANQUANTE

CEV2	1100						1200						1300						1400						1500	
.010	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.020	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.030	.0	.70	.51	.47	.43	.39	.34	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.040	.0	**	.69	.60	.54	.50	.46	.42	.36	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.050	.0	***	.83	.70	.63	.58	.54	.50	.46	.41	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.060	.0	***	.96	.80	.71	.65	.60	.56	.53	.49	.44	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.070	.0	***	***	.88	.78	.71	.66	.62	.58	.54	.50	.42	.30	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.080	.0	**	***	.95	.84	.76	.71	.66	.62	.58	.55	.48	.39	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.090	.0	***	***	***	.89	.81	.75	.70	.66	.62	.59	.51	.44	.35	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.100	.0	***	***	***	.95	.86	.79	.74	.69	.65	.62	.54	.47	.41	.32	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.110	.0	***	***	***	***	.90	.83	.77	.73	.69	.65	.56	.49	.43	.38	.29	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.120	.0	***	***	***	***	.94	.86	.80	.76	.71	.68	.58	.51	.45	.40	.32	.25	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.130	.0	***	***	***	***	.97	.90	.83	.78	.74	.70	.61	.52	.46	.41	.37	.29	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.140	.0	**	***	***	***	***	.93	.86	.81	.76	.72	.63	.54	.48	.42	.38	.34	.25	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.150	.0	***	***	***	***	***	.96	.89	.83	.79	.75	.65	.56	.49	.43	.39	.35	.27	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.160	.0	***	***	***	***	***	.98	.91	.86	.81	.77	.67	.57	.50	.44	.40	.36	.32	.24	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.170	.0	***	***	***	***	***	***	.94	.88	.83	.79	.69	.59	.51	.45	.41	.36	.33	.29	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.180	.0	***	**	***	***	***	***	.96	.90	.85	.81	.71	.60	.52	.46	.41	.37	.33	.30	.23	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.190	.0	***	***	***	***	***	***	.98	.92	.87	.82	.73	.62	.53	.47	.42	.38	.34	.31	.28	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.200	.0	***	***	***	***	***	***	***	.94	.89	.84	.75	.63	.54	.48	.43	.38	.35	.31	.28	.21	.0	.0	.0	.0	.0
.210	.0	***	***	***	***	***	***	**	.96	.91	.86	.76	.65	.56	.49	.44	.39	.35	.32	.29	.26	.0	.0	.0	.0	.0
.220	.0	***	***	***	***	***	***	***	.98	.92	.87	.78	.67	.57	.50	.44	.40	.36	.32	.29	.27	.19	.0	.0	.0	.0
.230	.0	***	***	***	***	***	***	***	***	.94	.89	.79	.68	.58	.51	.45	.40	.36	.33	.30	.27	.21	.0	.0	.0	.0
.240	.0	***	***	***	***	***	***	**	***	.95	.90	.81	.69	.59	.51	.45	.41	.37	.33	.30	.27	.25	.0	.0	.0	.0
.250	.0	***	***	***	***	***	***	***	***	.97	.92	.82	.71	.60	.52	.46	.41	.37	.34	.31	.28	.25	.18	.0	.0	.0
.260	.0	***	***	***	***	***	***	***	***	.98	.93	.83	.72	.62	.53	.47	.42	.38	.34	.31	.27	.24	.22	.0	.0	.0
.270	.0	***	***	***	***	***	***	***	***	***	.95	.85	.73	.63	.54	.47	.42	.38	.34	.31	.27	.24	.21	.15	.0	.0
.280	.0	***	***	***	***	**	***	***	***	***	.96	.86	.74	.64	.55	.48	.43	.38	.35	.30	.26	.23	.21	.16	.0	.0
.290	.0	***	***	***	***	***	***	***	***	***	.97	.87	.75	.65	.56	.49	.43	.39	.34	.29	.25	.23	.21	.20	.0	.0
.300	.0	***	***	***	***	***	***	***	***	***	.98	.88	.76	.66	.57	.49	.44	.39	.34	.29	.25	.23	.21	.19	.0	.0
.310	.0	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	.89	.77	.67	.58	.50	.44	.39	.33	.28	.25	.23	.21	.19	.0	.0
.320	.0	***	***	***	**	***	***	***	***	***	***	.90	.79	.68	.59	.51	.45	.39	.33	.28	.25	.22	.20	.19	.0	.0
.330	.0	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	.91	.79	.69	.60	.51	.45	.38	.32	.28	.25	.22	.20	.19	.0	.0
.340	.0	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	.92	.80	.70	.60	.52	.45	.38	.32	.28	.24	.22	.20	.18	.0	.0
.350	.0	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	.93	.81	.71	.61	.53	.45	.37	.31	.27	.24	.22	.20	.18	.0	.0
.360	.0	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	.94	.82	.72	.62	.54	.44	.37	.31	.27	.24	.22	.20	.18	.0	.0
.370	.0	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	.94	.83	.72	.63	.54	.44	.37	.31	.27	.24	.21	.19	.18	.0	.0
.380	.0	***	***	***	***	**	***	***	***	***	***	.94	.84	.73	.64	.54	.44	.36	.31	.27	.24	.21	.19	.18	.0	.0
.390	.0	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	.94	.85	.74	.65	.54	.44	.36	.31	.27	.24	.21	.19	.18	.0	.0
.400	.0	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	.94	.86	.75	.65	.54	.43	.36	.31	.27	.23	.21	.19	.17	.0	.0
.410	.0	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	.94	.86	.76	.65	.53	.43	.36	.30	.26	.23	.21	.19	.17	.0	.0
.420	.0	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	.94	.87	.76	.65	.53	.43	.36	.30	.26	.23	.21	.19	.17	.0	.0
.430	.0	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	.94	.87	.77	.65	.53	.43	.36	.30	.26	.23	.20	.18	.17	.0	.0
.440	.0	***	***	***	***	**	***	***	***	***	***	.94	.86	.77	.64	.53	.43	.35	.30	.26	.23	.20	.18	.17	.0	.0
.450	.0	***	***	***	***	**	***	***	***	***	***	.94	.86	.77	.64	.53	.43	.35	.30	.26	.23	.20	.18	.16	.0	.0
.460	.0	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	.94	.86	.77	.64	.53	.43	.35	.30	.26	.23	.20	.18	.16	.0	.0
.470	.0	***	***	**	***	***	***	***	***	***	***	.94	.86	.77	.64	.53	.43	.35	.30	.26	.22	.20	.18	.16	.0	.0
.480	.0	***	***	***	***	**	***	***	***	***	***	.94	.85	.76	.64	.53	.43	.36	.30	.26	.22	.20	.18	.16	.0	.0
.490	.0	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	.93	.84	.75	.64	.53	.43	.36	.30	.26	.22	.20	.17	.16	.0	.0
.500	.0	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	.93	.84	.74	.64	.52	.44	.36	.30	.25	.22	.19	.17	.16	.0	.0

- Tableau VII -

Matrice d'efficacité géométrique ε

Lorsque la production du système pion + nucléon n'est pas possible, on pose ε = 0. Trois étoiles indiquent une efficacité de 100%. La surface comprise à l'intérieur de la ligne polygonale correspond à la zone de mesure.

Afin de vérifier si l'hypothèse faite sur ε' -à savoir son indépendance vis à vis du transfert, de la masse manquante et de la multiplicité- était correcte, un programme de type Monte-Carlo a été mis au point. Il permet de mettre en évidence une coupure électronique dépendante de la multiplicité, du transfert et de la masse. Une telle coupure différentielle par rapport à la multiplicité s'explique aisément si l'on considère la *figure 30*. Admettant qu'en moyenne l'hodoscope couvre un cône de demi-ouverture égal à 45°, on voit que les événements de multiplicité 1 correspondent à des énergies de protons élevés (courbe pointillée sur la *figure 30*), donc à des pertes d'énergie faibles dans les détecteurs, susceptibles de ne pas dépasser le seuil. Les coupures électroniques et géométriques sont ainsi traitées séparément pour proton et pion et permettent de déterminer des cartes de corrections en fonction de la multiplicité. Ce calcul explique en particulier pourquoi le rapport R défini par

$$R = \frac{N(M=2)}{N(M=1)}$$

vaut environ 0,5 expérimentalement alors qu'on s'attend, en présence de la seule coupure géométrique, à un facteur 2. Pour être complet, ce calcul devrait comporter l'effet de l'absorption dans les parois de la chambre à réaction. Elle n'a pas été prise en compte à cause de sa complexité. Néanmoins, c'est elle qui est responsable d'un certain nombre d'événements de multiplicité 2 dont les directions d'émission des deux particules ne correspondent pas cinématiquement à la désintégration d'une masse manquante, calculée à partir de l'angle et de l'énergie du noyau de recul.

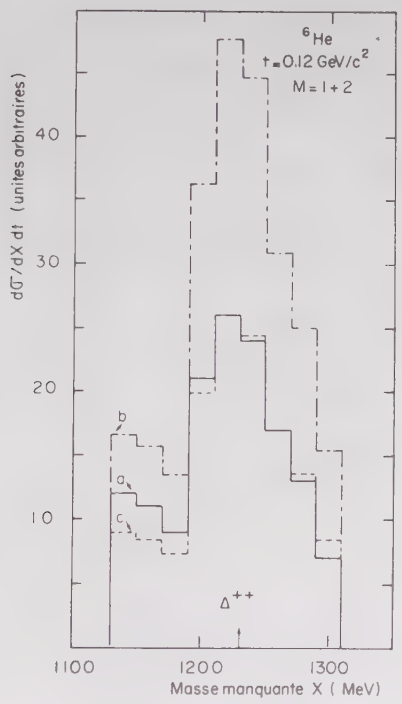


Fig.40 : Effet du coefficient sinθ / εε' sur les spectres en masse manquante. a : spectre brut - b : spectre corrigé - c : spectre corrigé renormalisé à X : 1230 MeV. La comparaison de a et c fait apparaitre l'effet du facteur sinθ / εε'.

En outre, comme la plupart des événements de multiplicité 2, dont une des particules n'est pas comptée, se retrouvent en multiplicité 1, il semble plus judicieux et justifié d'effectuer la correction globale telle qu'elle est calculée par la méthode analytique. Il est d'ailleurs à remarquer qu'une correction globale peut aussi être obtenue dans le cadre de la simulation : on a ainsi montré que les résultats donnés par ces deux méthodes différentes sont en parfait accord. Le facteur F(t,X) = sinθ/εε' distord légèrement les spectres de masse manquante (*figure 40*). Si l'on admet que le seul phénomène physique observé en ^{6}He à faible transfert est la réaction étudiée, il est nécessaire que l'on ait :

$$N_{^6He}(M = 0+1+2) = N_{^6He}(M = 1+2) \cdot \frac{1}{\varepsilon\varepsilon'}$$

Nous avons effectué cette comparaison à transfert fixe en sommant sur la masse manquante dans la région de la résonance Δ^{++}. Le résultat, très net, porté sur la *figure 41* prouve que, dans la limite des barres d'erreurs, cette égalité est vérifiée si l'on a déduit correctement la fragmentation.

Le même raisonnement peut s'appliquer aux spectres de ^{6}Li. Toutefois, dans ce cas, seule la voie $p+\pi^\circ$ peut être détectée (à l'exception de quelques événements où c'est le pion qui atteint la zone délimitée par A,B,C et D) : il faut par conséquent

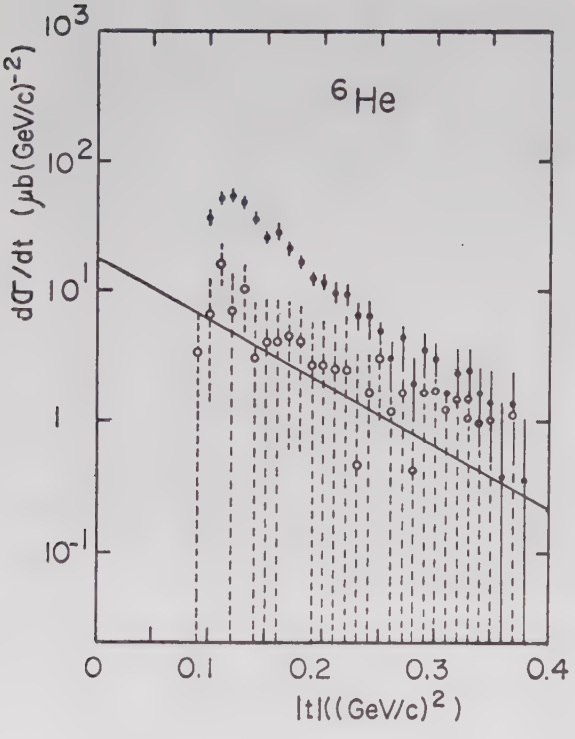


Fig. 41 : Section efficace différentielle de la réaction p + ^{6}Li → ^{6}He + X. Les points correspondent à l'ensemble des événements, toutes multiplicités comprises. La différence $N_{^6He}$ (M=0+1+2) - $N_{^6He}$ (1+2) / $\varepsilon\varepsilon'$ est représentée par les cercles. La droite correspond à la part de la fragmentation, déduite de la fragmentation en ^{7}Li.

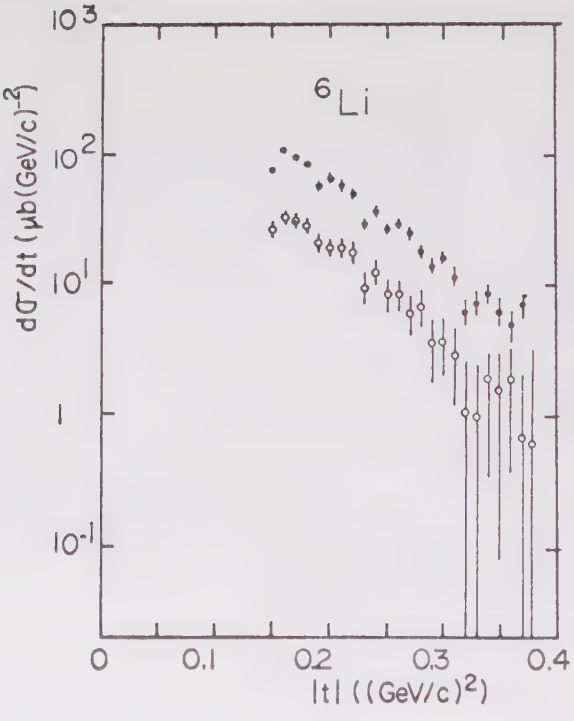


Fig. 42 : Section efficace différentielle de la réaction p + ^{6}Li → ^{6}Li + X. Les points correspondent à la multiplicité 0 + 1, les cercles à la multiplicité 1 seulement. On observe entre les deux ensembles de données un facteur 3 (voir texte).

TRANSFERT

MASSE MANQUANTE

	1100							1200							1300						1400						1500	
.C1C *	C	C	C	C	C	C	C	C	0	0	0	0	0	0	C	0	0	0	0	C	C	C	C	C	C	C	C	C
.020 *	C	C	C	C	C	C	C	C	C	0	0	0	0	0	C	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.C3C *	C	C	C	C	C	C	C	C	C	0	C	C	C	C	0	C	0	C	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.C4C *	C	C	C	C	C	C	C	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	C	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.C5C *	C	C	C	C	C	C	C	C	C	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.C6C *	C	C	C	C	C	C	C	C	C	0	0	C	C	C	C	C	C	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.C7C *	C	C	C	C	C	C	C	C	0	0	0	0	C	C	C	C	C	0	0	C	C	C	C	C	C	C	C	C
.C8C *	C	C	C	C	1	C	C	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.C9C *	C	C	C	1	9	10	9	24	24	26	19	1	C	C	C	C	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.1CC *	C	C	2	28	31	24	42	61	48	47	24	0	C	C	C	C	C	C	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.11C *	C	C	5	34	32	39	66	67	58	47	46	5	C	C	C	C	C	C	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.12C *	C	C	1	21	38	40	42	62	71	47	48	32	0	C	C	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.13C *	C	C	C	15	25	34	49	47	48	36	38	50	8	C	C	C	C	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.14C *	C	C	C	6	13	25	30	43	34	43	19	27	16	0	0	0	C	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.15C *	C	C	C	1	13	22	26	30	17	25	12	24	14	3	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.16C *	C	C	C	1	13	31	31	31	21	25	18	22	16	6	0	0	C	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.17C *	C	C	C	C	8	12	23	16	20	18	22	16	17	12	0	0	C	C	C	C	C	C	C	C	C	C	C	C
.18C *	C	C	C	C	7	15	12	18	24	6	12	9	7	13	3	0	0	0	0	C	C	C	C	C	C	C	C	C
.19C *	C	C	C	C	3	7	14	20	11	12	5	7	8	6	6	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.2CC *	C	C	C	C	3	6	13	17	10	7	7	7	5	5	5	1	C	0	0	C	C	C	C	C	C	C	C	C
.21C *	C	C	C	C	2	5	8	15	10	6	6	5	2	11	11	6	0	0	0	0	C	C	C	C	C	C	C	C
.22C *	C	C	C	C	2	6	5	11	6	7	10	8	5	4	3	6	0	0	0	0	0	C	C	C	C	C	C	C
.23C *	C	C	C	C	1	6	3	6	6	4	3	9	3	3	4	5	C	0	0	0	0	C	C	C	C	C	C	C
.24C *	C	C	C	C	2	7	8	6	3	5	2	9	4	7	3	10	1	C	C	C	C	C	C	C	C	C	C	C
.25C *	C	C	C	C	0	2	4	6	4	4	2	4	4	1	6	1	1	0	0	C	C	C	C	C	C	C	C	C
.26C *	C	C	C	C	0	1	4	4	4	1	1	2	6	2	4	1	4	0	0	C	C	C	C	C	C	C	C	C
.27C *	C	C	C	C	1	1	2	4	3	7	2	5	1	3	4	1	3	1	C	C	C	C	C	C	C	C	C	C
.28C *	C	C	C	C	0	C	2	3	2	2	1	1	1	3	1	0	3	2	0	C	C	C	C	C	C	C	C	C
.29C *	C	C	C	C	0	1	5	3	3	2	2	3	1	3	4	3	2	2	0	C	C	C	C	C	C	C	C	C
.3CC *	C	C	C	C	C	5	2	2	2	2	3	C	1	4	4	4	5	3	0	C	C	C	C	C	C	C	C	C
.31C *	C	C	C	C	C	1	C	1	1	2	3	1	1	1	3	1	C	2	0	C	C	C	C	C	C	C	C	C
.32C *	C	C	C	C	C	2	1	2	2	5	1	1	2	2	1	1	2	3	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.33C *	C	C	C	C	C	1	4	3	C	5	C	1	2	1	1	3	1	0	0	C	C	C	C	C	C	C	C	C
.34C *	C	C	C	C	C	1	0	2	3	2	1	1	C	1	2	2	1	2	3	C	C	C	C	C	C	C	C	C
.35C *	C	C	C	C	C	1	C	C	2	3	1	1	2	4	2	1	0	2	0	C	C	C	C	C	C	C	C	C
.36C *	C	C	C	C	C	C	C	1	C	1	C	C	C	C	2	1	0	2	0	C	C	C	C	C	C	C	C	C
.37C *	C	C	C	C	C	C	1	1	1	2	2	C	C	2	C	0	C	1	1	C	C	C	C	C	C	C	C	C
.38C *	C	C	C	C	C	C	C	C	0	1	1	0	0	0	C	0	0	0	0	0	C	C	C	C	C	C	C	C
.39C *	C	C	C	C	C	0	C	C	C	0	C	C	C	C	C	C	0	0	0	0	0	C	0	0	0	0	0	0
.4CC *	C	C	C	C	C	C	C	0	0	0	0	C	0	0	C	0	C	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.41C *	C	C	C	C	C	C	C	C	C	0	0	0	0	0	0	C	C	C	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.42C *	C	C	C	C	C	C	C	C	C	C	0	0	C	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.43C *	C	C	C	C	C	0	C	C	C	0	C	0	C	0	C	C	0	C	C	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.44C *	C	C	C	C	C	C	C	C	C	0	0	0	0	0	C	0	0	0	C	C	C	C	C	C	C	0	0	0
.45C *	C	C	C	C	C	C	C	C	C	C	0	C	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.46C *	C	C	C	C	C	C	C	C	C	C	C	C	C	C	C	C	0	0	0	0	0	0	C	0	0	0	0	0
.47C *	C	C	C	C	C	C	C	0	0	0	0	0	C	0	C	C	C	C	0	0	C	C	C	C	C	0	0	0
.48C *	C	C	C	C	C	C	C	C	0	0	0	0	C	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	C	C	0	0	0
.49C *	C	C	C	C	C	C	C	C	C	0	0	C	C	C	C	C	0	0	0	0	0	0	C	C	C	0	0	0
.5CC *	C	C	C	C	C	C	C	0	0	0	0	0	C	0	0	C	C	C	0	0	0	C	C	C	C	0	0	0

- Tableau VIII -

Nombre d'événements bruts ^{6}He toutes multiplicités, dans l'espace (t,X).

tenir compte du rapport d'embranchement de cette voie donné par le Clebsch d'isospin ; on doit alors avoir, si le seul phénomène physique présent est la production d'une paire pion + nucléon dans un état d'isospin 1/2 :

$$N_{^6Li}\ (M = 0+1) = N_{^6Li}\ (1) \cdot \frac{3}{\varepsilon\varepsilon'}$$

Cette condition est remplie approximativement (*figure 42*).

Puisque la particularité de la réaction $p + {}^6Li \rightarrow \Delta^{++} + {}^6He$ réside dans le fait que les particules issues de la désintégration de la résonance sont deux particules chargées, on devrait observer un excès de multiplicité 2 par rapport aux autres réactions. La *figure 43* apporte bien la preuve de cette augmentation. L'excès de multiplicité 1 s'explique par les pertes d'événements associés à la multiplicité 2. L'angle de 48° a été chosi pour cette comparaison, car il correspond, pour le transfert minimum à la position du centroïde de la résonance (X = 1230 MeV).

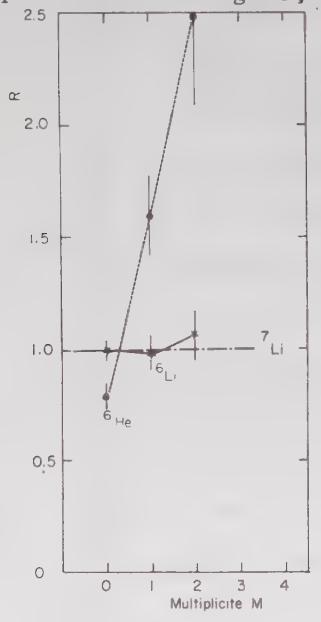


Fig.43 : Rapport R du nombre d'événements ^6He (ou ^6Li) de multiplicité M au nombre d'événements ^7Li de même multiplicité, normalisé au même nombre d'événements toutes multiplicités.

Un spectre des nombres d'événements ^6He obtenus dans l'espace (t,X) après identification, est représenté par le tableau VIII : ce spectre contient tous les événements quelle que soit la multiplicité dans l'hodoscope associée. Elles sont obtenues par la prise en compte de toutes les mesures, adjacentes à 39, 48 et 57°.

On notera la part importante de multiplicité 0 (tableau VI) qui correspond soit à des protons tombant en dehors de la zone déterminée par A,B,C,D, soit à des protons dont la faible perte d'énergie ne suffit pas à franchir le seuil. Une part importante d'événements dus à la fragmentation y est contenue car ceux-ci correspondent à des énergies de protons élevées (~ 1 GeV) coupées par le seuil. Mais on peut aussi, et c'est le cas pour les lithium 6, y compter des événements provenant de la production non résonante dans la voie $n+\pi^+$. Dans la multiplicité 1, on compte les événements de multiplicité réelle 2 (π^+ et proton), pour lesquels le pion ou, plus rarement, le proton, n'a pas été détecté. Les événements de multiplicité 2 correspondent à la condition d'au moins une particule dans ABCD et une autre dans une partie quelconque de l'hodoscope. Les multiplicités 3 peuvent être associées soit à des événements dans lesquels un γ issu de la désintégration d'un π° se matérialise dans les parois de la chambre (la probabilité d'une telle réaction $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ est de 45%), soit à des événements à deux pions chargés (au-dessus d'une masse de 1220 MeV seulement), soit encore à des particules produites lors de l'absorption nucléaire des pions ou des protons dans les parois. Elles sont en nombre faible (tableau VI).

Les tableaux IX et X donnent la section efficace doublement différentielle $d^2\sigma/dXdt$ (en nb.$(GeV/c)^{-2}$ MeV^{-1}) et l'erreur absolue (celle-ci ne tient compte que de l'erreur statistique sur le taux de comptage). La projection de ces cartes sur l'axe des masses manquantes est représentée sur la *figure 44*. On peut faire plusieurs remarques : sur le spectre ainsi obtenu associé aux noyaux ^6He fait apparaître clairement la résonance. Ceci est particulièrement net dans la zone de transfert couvrant l'intervalle 0,08 - 0,16 $(GeV/c)^2$. La comparaison des spectres associés à ^6He et ^6Li dans une même zone de transfert montre que le taux de production de la résonance y est devenu très faible.

TRANSFERT — MASSE MANQUANTE

GEV2 *	1100					1200					1300					1400					1500		
.010 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.020 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.030 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.040 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.050 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.060 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.070 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.080 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.090 *	0	0	0	15	34	18	59	87	243	64	146	23	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.100 *	0	0	0	0	128	189	261	298	473	251	205	111	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.110 *	0	0	0	16	122	213	208	594	273	357	184	154	24	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.120 *	0	0	0	0	184	175	150	406	534	501	346	282	164	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.130 *	0	0	0	0	77	139	180	338	303	450	266	284	94	50	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.140 *	0	0	0	0	15	31	176	249	469	202	264	130	164	74	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.150 *	0	0	0	0	0	61	140	163	218	139	262	86	94	101	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.160 *	0	0	0	0	0	46	198	239	206	177	196	151	95	101	54	0	0	0	0	0	0	0	0
.170 *	0	0	0	0	0	77	80	140	152	134	118	151	47	76	26	0	0	0	0	0	0	0	0
.180 *	0	0	0	0	0	15	75	76	143	144	39	63	94	103	81	0	0	0	0	0	0	0	0
.190 *	0	0	0	0	0	15	45	60	142	51	57	42	93	78	80	86	0	0	0	0	0	0	0
.200 *	0	0	0	0	0	0	15	59	106	68	37	41	115	75	0	57	0	0	0	0	0	0	0
.210 *	0	0	0	0	0	15	15	15	106	65	74	60	22	26	54	112	30	0	0	0	0	0	0
.220 *	0	0	0	0	0	16	0	30	45	62	73	40	89	0	0	86	120	0	0	0	0	0	0
.230 *	0	0	0	0	0	0	61	30	29	46	0	40	89	25	55	0	0	0	0	0	0	0	0
.240 *	0	0	0	0	0	31	31	30	29	15	18	20	110	25	55	0	58	32	0	0	0	0	0
.250 *	0	0	0	0	0	0	15	0	15	15	33	0	0	49	0	87	30	0	0	0	0	0	0
.260 *	0	0	0	0	0	0	0	0	44	29	0	19	0	24	27	0	0	32	0	0	0	0	0
.270 *	0	0	0	0	0	0	15	0	30	29	15	19	21	0	53	0	0	0	0	0	0	0	0
.280 *	0	0	0	0	0	0	0	0	30	15	15	19	0	0	0	0	0	32	0	0	0	0	0
.290 *	0	0	0	0	0	0	0	15	0	15	0	37	20	23	27	28	31	32	0	0	0	0	0
.300 *	0	0	0	0	0	0	15	0	15	29	0	0	0	0	26	28	30	64	35	0	0	0	0
.310 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	18	0	22	0	28	30	0	0	0	0	0	0
.320 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	43	0	0	0	0	0	30	0	0	0	0	0	0
.330 *	0	0	0	0	0	0	0	15	30	0	29	0	0	23	25	0	30	34	0	0	0	0	0
.340 *	0	0	0	0	0	0	15	0	0	15	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.350 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	20	0	25	27	0	0	0	0	0	0	0
.360 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	41	0	0	0	0
.370 *	0	0	0	0	0	0	16	0	0	0	0	0	0	0	24	0	0	0	0	46	0	0	0
.380 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.390 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.400 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.410 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.420 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.430 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.440 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.450 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.460 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.470 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.480 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.490 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.500 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

- Tableau IX -

Section efficace doublement différentielle $d^2\sigma$ / dt dX de la réaction p + ^{6}Li → ^{6}He + X en nb.$(GeV/c)^{-2}MeV^{-1}$ dans l'espace (t,X).

TRANSFERT — MASSE MANQUANTE

GEV2 *	1100						1200						1300						1400						1500		
.010 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.020 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.030 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.040 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.050 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.060 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.070 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.080 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.090 *	0	0	0	29	38	35	49	60	87	53	69	43	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.100 *	0	0	0	23	56	68	82	93	114	86	78	65	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.110 *	0	0	0	30	54	70	71	122	89	100	75	73	46	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.120 *	0	0	0	23	63	63	61	100	117	115	97	92	78	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.130 *	0	0	0	0	45	57	65	89	91	108	87	93	64	56	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.140 *	0	0	0	0	30	34	63	75	108	77	86	68	78	62	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.150 *	0	0	0	0	23	42	57	62	75	66	85	59	64	69	40	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.160 *	0	0	0	0	23	38	64	72	70	72	75	72	65	69	60	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.170 *	0	0	0	0	23	45	41	57	62	64	62	78	52	63	49	43	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.180 *	0	0	0	0	0	29	44	45	58	63	44	52	65	70	68	42	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.190 *	0	0	0	0	0	29	38	41	58	43	47	46	63	65	67	72	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.200 *	0	0	0	0	0	23	29	40	51	47	42	46	68	62	39	64	45	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.210 *	0	0	0	0	0	30	29	28	50	45	51	50	43	50	60	76	58	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.220 *	0	0	0	0	0	30	23	33	37	42	50	45	61	37	39	72	82	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.230 *	0	0	0	0	0	23	42	34	33	38	24	44	61	48	61	42	43	48	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.240 *	0	0	0	0	0	35	34	34	33	29	34	38	65	47	61	42	65	62	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.250 *	0	0	0	0	0	23	30	22	28	29	37	29	32	54	41	72	58	46	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.260 *	0	0	0	0	0	23	23	22	37	32	23	37	32	46	51	42	44	61	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.270 *	0	0	0	0	0	23	30	22	33	32	29	37	41	35	60	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.280 *	0	0	0	0	0	23	23	23	33	28	29	36	31	35	39	42	44	61	50	0	0	0	0	0	0	0	0
.290 *	0	0	0	0	0	0	23	29	22	28	22	42	39	44	51	53	59	62	50	0	0	0	0	0	0	0	0
.300 *	0	0	0	0	0	0	30	23	29	33	22	24	30	34	50	53	58	72	67	0	0	0	0	0	0	0	0
.310 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	34	30	43	38	54	58	47	52	0	0	0	0	0	0	0	0
.320 *	0	0	0	0	0	0	23	23	22	22	36	23	0	0	0	41	57	48	53	61	0	0	0	0	0	0	0
.330 *	0	0	0	0	0	0	23	29	33	22	32	23	30	43	47	41	58	65	55	62	0	0	0	0	0	0	0
.340 *	0	0	0	0	0	0	29	23	22	28	21	23	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.350 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	26	38	32	47	52	48	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.360 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	46	53	79	64	72	0	0	0	0	0	0
.370 *	0	0	0	0	0	0	30	23	22	22	21	22	29	32	46	40	48	53	60	87	72	0	0	0	0	0	0
.380 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.390 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.400 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.410 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.420 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.430 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.440 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.450 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.460 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.470 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.480 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.490 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
.500 *	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

- Tableau X -

Matrice des erreurs absolues (en nb. $(GeV/c)^{-2}MeV^{-1}$) sur la section efficace de la réaction p + ^{6}Li → ^{6}He + X dans l'espace (t,X).

Ces erreurs sont d'origine purement statistique.

En résumé, l'extraction des sections efficaces de production se fait en choisissant pour données expérimentales les ^{6}He associés à M = 1+2 dont on a déduit la part due à la fragmentation des impuretés, normalisée d'après les abondances isotopiques mesurées à Berkeley, extrapolée jusqu'à 0,08 $(GeV/c)^2$ (*figure 45*), et auxquelles on a appliqué le facteur correctif F(t,X). Il suffit ensuite de réaliser l'intégration de $d^2\sigma/dt\,dX$ sous la résonance. Se pose alors la question de l'importance du fond non résonant et de l'intervalle d'intégration. La première idée qui vient à l'esprit est d'essayer de déterminer la part du fond non résonant à partir des spectres de ^{6}Li dont on a préalablement soustrait la part due à la fragmentation. En effet, ces spectres présentent l'aspect caractéristique d'une production de deux particules non corrélées (la production résonante n'apparait pas sur les spectres de ^{6}Li), et peuvent être associés, comme nous l'avons montré ci-dessus, à la réaction (cohérente au sens strict) $p + {}^6Li \rightarrow (\pi + N)_{non\ res} + {}^6Li$.
Néanmoins, seul un calcul théorique du rapport des sections efficaces des réactions $p + {}^6Li \rightarrow (\pi + N)_{non\ res} + {}^6Li$ et $p + {}^6Li \rightarrow (\pi + N)_{non\ res} + {}^6He$, permettrait d'effectuer cette soustraction correctement. La soustraction ne peut se faire, avec les données dont on dispose dans cette expérience, par interpolation car la région couverte en masse manquante ne s'étend pas suffisamment, à bas transferts, ni dans la région des faibles masses manquantes (correspondant à des angles d'émission du noyau de recul supérieurs à 62°), ni dans la région de masse au-delà de la résonance Δ^{++}. Un ajustement des données expérimentales par une somme de deux contributions, l'une variant linéairement avec la masse, l'autre ayant une forme de courbe de résonance, pourrait permettre de séparer fond et production résonante. Toutefois, compte tenu de la faible statistique et des coupures angulaires, ce type de calcul conduit à des erreurs relatives sur l'extraction de la partie résonante qui sont très importantes. Nous avons donc préféré sommer $d^2\sigma/dtdX$ sur un intervalle fixe de six cellules s'étendant de 1170 à 1290 MeV. Cet intervalle est entièrement couvert, à tout transfert, par nos mesures. La contribution du fond non résonant est de cette façon incluse dans les sections efficaces de production de la résonance. Cette surestimation de la section efficace, de l'ordre de 15% à 0,12 $(GeV/c)^2$, va en augmentant avec le transfert et peut être telle, qu'aux plus hauts transferts, la section efficace de production de la résonance ne présente qu'une faible partie seulement de la section efficace calculée par intégration sur l'intervalle 1170 - 1290 MeV. La méthode ici utilisée conduit à une autre erreur, qui est de ne pas prendre en considération les éventuelles ailes de la résonance. Pour une largeur de 90 MeV, cette erreur est de l'ordre de 15 à 20%. Ces deux erreurs se compensent à bas transferts et nous n'avons, par conséquent, pas corrigé les sections efficaces obtenues par intégration.

3) *CALCUL D'ERREURS* :

Aux erreurs que l'on vient d'exposer, s'ajoutent les erreurs statistiques et les erreurs systématiques :

- Les erreurs statistiques :

Elles sont calculées par $\sigma^2 = \sum_{X_i} \alpha_i^2\, \sigma_i^2$ si le nombre total d'événements correspondant à la résonance est $N = \sum_{X_i} \alpha_i\, N_i$ où X_i et N_i représentent respectivement la $i^{ième}$ case de l'intervalle d'intégration et son contenu. α_i est donné par :

$$\alpha_i = \frac{F(X,t)}{\Delta t\ \Delta X}\ \frac{2\pi\ dA\ \cos\psi}{h\ \rho e\ \mathcal{P}\ N_{inc}}$$

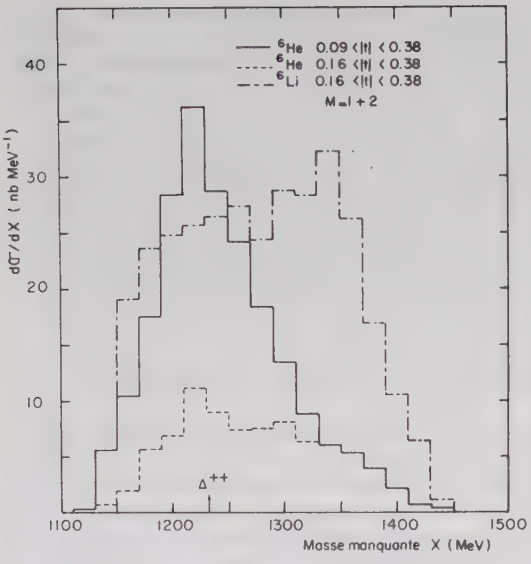


Fig.44 : Projection des spectres $d^2\sigma$ / dt dX sur l'axe des masses manquantes.

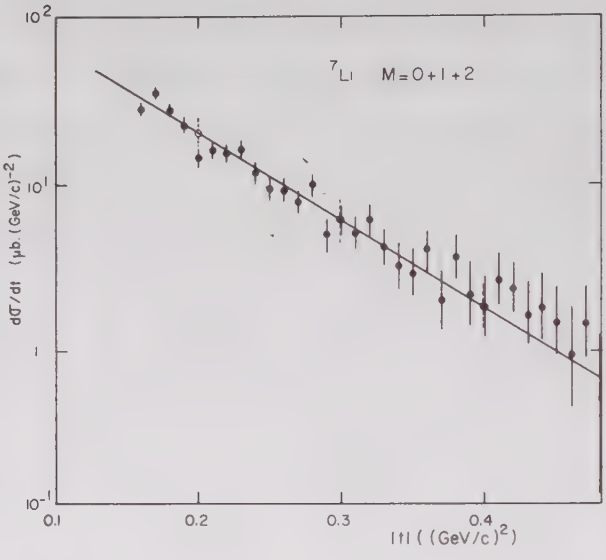


Fig.45 : Section efficace différentielle dσ/dt de production de ^{7}Li. La droite est un ajustement exponentiel. Les barres d'erreurs en pointillé donnent l'erreur sur cet ajustement.

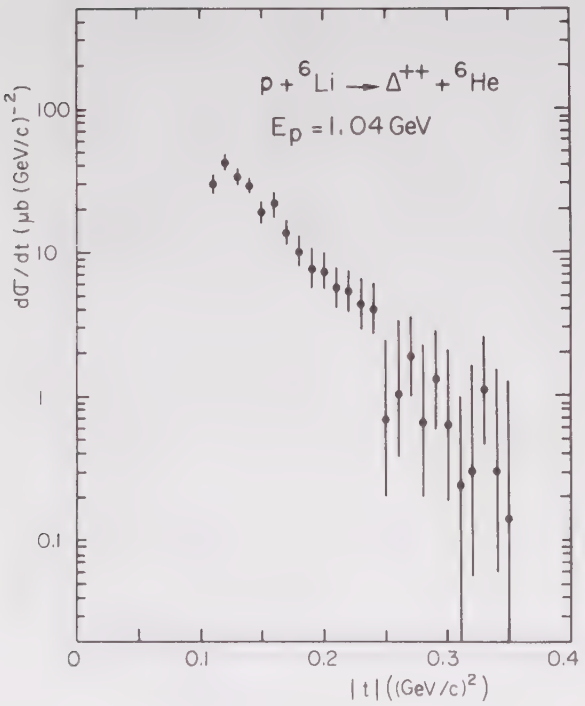


Fig.46 : Section efficace différentielle dσ/dt de la réaction p + ^{6}Li → Δ^{++} + ^{6}He.

- Les erreurs systématiques :

Il convient de mentionner les erreurs sur la détermination du transfert et de la masse manquante, données par :

$$\frac{\Delta X}{X} = \frac{1}{X^2}\left[\left(M_3 \frac{p_1^2}{W_1} - p_1\, p_3 \cos\theta_3\right)\frac{\Delta p_1}{p_1} + \left(W_1 + M_2 - M_3 \frac{p_1}{p_3}\cos\theta_3\right)\Delta W_3 + p_1\, p_3 \sin\theta_3\right]$$

et $$\frac{\Delta t}{t} = \frac{\Delta E_3}{E_3}$$

La contribution due à la dispersion du faisceau est négligeable , ±0,7 MeV. Celle due à l'erreur sur la mesure de l'énergie est maximum à l'énergie de détection seuil. Pour ΔW_3 = 0,5 MeV, on a ΔX = 10 MeV et Δt = 0,006 $(GeV/c)^2$. La contribution due à l'imprécision angulaire est importante à haut transfert où elle atteint 15 MeV pour $\Delta\theta_3$ = 30 mrd. L'erreur due à l'imprécision de la mesure de position par la diode à localisation est négligeable $\Delta\theta$ = 3 mrd. Toutefois, il faut noter que l'erreur sur la détermination de la masse n'entraine pas d'erreur sur la section efficace puisque l'on réalise l'intégration sous la résonance.

L'erreur sur la détermination de la section efficace est donnée par :

$$\Delta\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)\Big/\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\Delta h}{h} + \frac{\Delta \rho e}{\rho e} + \frac{\Delta N_{inc}}{N_{inc}}$$

L'erreur sur la hauteur de la jonction est supposée nulle, celle sur l'épaisseur de la cible est estimée à ±7% et celle sur le flux incident à ±10%. L'ensemble de ces erreurs, ajoutées quadratiquement donne ±13%. Cette erreur n'est pas incluse dans la *figure 46*, car elle affecte tous les points de la même façon.

Un maximum de la section efficace semble se dessiner vers 0,12 $(GeV/c)^2$. Nous avons vérifié que la coupure expérimentale due à l'épaisseur de la cible et de la première jonction n'affectait pas l'intervalle de transfert 0,105 - 0,115 $(GeV/c)^2$. C'est à dire que pour un transfert de 0,105, un hélium provenant d'une réaction qui s'est produite au tout début de la cible est détecté par le télescope à semi-conducteurs. Du fait qu'il y a un maximum à 0,12 $(GeV/c)^2$, la correction due à la perte d'énergie dans la cible, discutée à la page 44 , a été négligée. La pente de décroissance de la section efficace différentielle est déterminée par un ajustement exponentiel. On trouve une valeur de 22,6 $(GeV/c)^2$, qu'il faut comparer avec la pente de décroissance de la réaction élémentaire (10 $(GeV/c)^2$). Cette différence de pente traduit le fait que la réaction s'est produite sur un noyau. Le chapitre IV tentera d'expliciter la relation entre la section efficace de production et la structure nucléaire d'une part, les interactions $N + N \rightarrow N + N$, $N + N \rightarrow \Delta + N$ et $\Delta^+ + N \rightarrow \Delta + N$ d'autre part. Dans le chapitre V, on discutera de la sensibilité aux divers paramètres et en particulier aux paramètres décrivant l'interaction delta-nucléon.

IV - ELEMENTS THEORIQUES :

Le but essentiel de cette expérience étant de préciser les paramètres qui permettent de décrire l'interaction delta-nucléon, il convient d'abord d'exposer le formalisme que nous avons utilisé à cet effet. La méthode de Glauber, dont la validité dans la région d'énergie du giga-électronvolt, et pour les angles avant, est maintenant bien établie, doit permettre de décrire les diffusions successives, tant dans la voie d'entrée que dans la voie de sortie. Ce formalisme, introduit par R.J. Glauber en 1956 (Réf.37), a été étendu aux réactions de production de résonances baryoniques et de photoproduction de mésons à haute énergie par Kolbig et Margolis (Réf.36), et par J.S. Trefil (Réf.35). Le modèle de Trefil est particulièrement adapté au cas des cibles légères avec lesquelles les calculs peuvent être faits analytiquement si on prend des fonctions d'onde de la forme $P(r)\ \exp(-(r/R)^2)$ (où $P(r)$ est un polynôme). L'approximation optique, qui consiste à décrire l'ensemble des nucléons par une seule densité moyenne, permet en revanche l'utilisation de densités plus réalistes. Dans cette première approche, qui pourra être perfectionnée par la suite, nous avons négligé la dépendance en spin et isospin des amplitudes élastiques nucléon-nucléon et delta-nucléon.

1) LE MODELE DE TREFIL :

A 1 GeV, la longueur d'onde du proton incident est 0,12 fm. On peut donc faire l'hypothèse que le déphasage total de l'onde incidente est la somme des déphasages incidents par chaque diffusion. On écrit, dans le cas de la diffusion élastique :

$$\chi\left(\vec{b}, \vec{s}_1, \ldots, \vec{s}_A\right) = \sum_{i=1}^{A} \chi\left(\vec{b} - \vec{s}_i\right)$$

$\vec{b}$ et $\vec{s}_i$ représentent respectivement le paramètre d'impact et la coordonnée de la particule i dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation (*figure 47*). L'abscisse z_i est définie par rapport au centre 0 du noyau selon la direction parallèle à l'impulsion incidente dans le centre de masse $\vec{k}$.

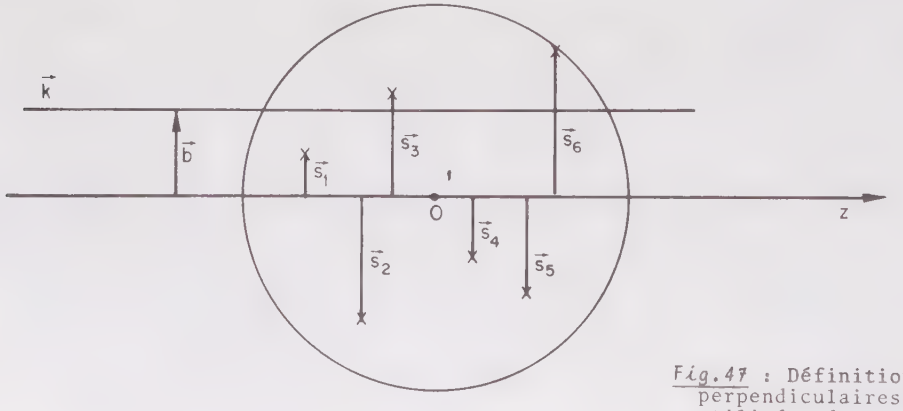


Fig.47 : Définition des variables perpendiculaires $\vec{b}$, $\vec{s}_1$, ..., $\vec{s}_A$ utilisées dans le formalisme de Glauber.

En utilisant les fonctions de profil $\Gamma(\vec{b})$ définies par :

$$\Gamma(\vec{b}) = 1 - e^{i\chi(\vec{b})}$$

on obtient

$$1 - \Gamma\left(\vec{b}, \vec{s}, \ldots, \vec{s}_A\right) = \prod_{i=1}^{A} \left(1 - \Gamma_i\left(\vec{b} - \vec{s}_i\right)\right)$$

On peut donner de cette égalité une interprétation physique simple : le premier nombre représente la probabilité qu'il n'y ait pas d'interaction du tout ; le second membre égale le produit des probabilités individuelles de ne pas interagir sur un nucléon.

Par analogie, pour les réactions de production, en négligeant les termes contenant deux fois ou plus la fonction de profil de la production élémentaire Γ_p, on écrit, en notant j le nucléon sur lequel a lieu la production :

$$\Gamma_j\left(\vec{b}, \vec{s}_1, \ldots, \vec{s}_A, z_j\right) = e^{iq_{/\!/} z_j} \underbrace{\prod_{i=1}^{j-1} \left(1 - \Gamma_1\left(\vec{b} - \vec{s}_i\right)\right)}_{\text{déphasage de l'onde incidente}}$$

$$\cdot\ \Gamma_p\left(\vec{b} - \vec{s}_j\right) \underbrace{\prod_{k=j+1}^{A} \left(1 - \Gamma_2\left(\vec{b} - \vec{s}_k\right)\right)}_{\text{déphasage de l'onde émergente}}$$

Γ_1, Γ_2, et Γ_p représentent respectivement les fonctions de profil des réactions $N + N \to N + N$ $\quad \Delta + N \to \Delta + N$ et $N + N \to \Delta + N$.

Le transfert longitudinal $q_{/\!/}$, donné en première approximation par $\left(M_\Delta^2 - M_N^2\right)/2p_1$ (où p_1 est l'impulsion incidente), est important dans la gamme des énergies intermédiaires. Il introduit un déphasage suplémentaire $q_{/\!/} z_j$.

La fonction de profil Γ_x est liée à l'amplitude élémentaire par la relation :

$$\Gamma_x(\vec{b}) = \frac{1}{2i\pi k} \int e^{-i\vec{q}.\vec{b}} f_x(\vec{q})\, d^2q$$

L'amplitude de production sur un noyau s'écrit à l'aide de la formule réciproque :

$$F_{if}(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} \sum_{j=1}^{A} \int e^{i\vec{q}\vec{b}} \langle f | \Gamma_j \left(\vec{b}, \vec{s}_1, \ldots, \vec{s}_A, \vec{z}_1, \ldots z_A \right) | i \rangle \, d^2b$$

où l'intégration sur le paramètre d'impact b remplace la sommation sur les ondes partielles et où l'élément de matrice $\langle f|\Gamma_j|i\rangle$ est défini par :

$$\int \psi_f^* \left(\vec{r}_1, \ldots, \vec{r}_A \right) \Gamma_j \; \psi_i \left(\vec{r}_1, \ldots, \vec{r}_A \right) d^3r_1 \ldots d^3r_A \, \delta\left(\frac{1}{A} \sum_{i=1}^{A} \vec{r}_i \right)$$

La distribution $\delta\left(\frac{1}{A}\sum_{i=1}^{A}\vec{r}_i\right)$ fixe le centre de masse du noyau à l'origine des coordonnées. La section efficace différentielle est alors donnée par :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{k\, k_\Delta} \left(\frac{k_\Delta}{k} \right) \overline{\left| F_{if} \right|^2}$$

k et k_Δ sont l'implusion incidente et l'impulsion du delta dans le centre de masse projectile-noyau cible. La moyenne se fait sur les états de spin et d'isospin des états initial et final.

- Choix des amplitudes élémentaires :

Pour les voies élastiques, on prend :

$$f_i(q) = \frac{(i + \alpha_i)}{4\pi} \; k_i \, \sigma_i \, e^{-\frac{\lambda_i}{2} q^2} \qquad (i = 1 \text{ ou } 2)$$

où σ_i, α_i et λ_i représentent la section efficace totale pour la voie i, le rapport de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude et la pente de décroissance exponentielle de la section efficace. On a négligé, pour ce premier calcul, les amplitudes dépendant du spin et supposé que les voies $p + n \to p + n$ et $p + p \to p + p$ étaient bien décrites par une moyenne.

Pour la production, on a choisi :

$$f_p(\vec{q}) = \frac{(i + \alpha_p)}{4\pi} \; \sigma_p \sqrt{k\, k_\Delta} \; e^{-\frac{\lambda_p}{2} q^2} \; \mathcal{S}^\sigma \mathcal{S}^\tau$$

Sa structure traduit le fait que la production élémentaire est dominée par l'échange d'un pion.

$\mathcal{S}^{\tau}$ est l'opérateur d'isospin permettant d'effectuer la transition d'un état d'isospin $\frac{1}{2}$ vers un état d'isospin $\frac{3}{2}$ $\left(\text{ici } |p\rangle = |\frac{1}{2}\ \frac{1}{2}\rangle \text{ vers } |\Delta^{++}\rangle = |\frac{3}{2}\ \frac{3}{2}\rangle\right)$.

$\mathcal{S}^{\sigma}$ est l'opérateur de spin permettant d'effectuer la transition d'un état de spin $\frac{1}{2}$, le proton, vers un état de spin $\frac{3}{2}$, la résonance delta, décrit par :

$$\mathcal{S}^{\tau} = \frac{1}{2\sqrt{6}} \left(3\,\vec{\tau}_2 - \vec{\tau}_1\right).\vec{\phi}\ \left(\frac{3 + \vec{\tau}_1.\vec{\tau}_2}{4}\right)$$

$$\mathcal{S}^{\sigma} = \frac{1}{2\sqrt{6}} \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left(3\,\vec{\sigma}_2 - \vec{\sigma}_1\right).\vec{P}\ \left(\frac{3 + \vec{\sigma}_1.\vec{\sigma}_2}{4}\right)$$

où $\sigma_1\ \tau_1\ \sigma_2\ \tau_2$ sont les opérateurs de spin et d'isospin agissant sur les nucléons dans la réaction élémentaire $N_1 + N_2 \rightarrow \Delta_1 + N_2$. $\vec{P}$ et $\vec{\phi}$ représentent respectivement le vecteur unitaire du moment orbital relatif du système $\pi + N$ et le champ du pion.

σ_p est déterminé à l'aide de la section efficace élémentaire obtenue par interpolation par la relation :

$$\sigma_p^2 = \sigma_{p+p\rightarrow\Delta^{++}+n} \frac{16\,\pi^2}{|i+\alpha_p|^2} \cdot \frac{1}{\int_{q_{min}^2}^{q_{max}^2} e^{-\lambda_p q^2}\, dq^2 \cdot \frac{1}{4} \sum_{\substack{\text{spin}\\ \text{isospin}}} \left|\langle pp|\mathcal{S}^{\tau}\mathcal{S}^{\sigma}|\Delta^{++}n\rangle\right|^2}$$

Le coefficient α_p peut être choisi nul, car la section efficace totale n'est pas sensible à la phase de l'amplitude élémentaire. Il en est de même pour la section efficace de production sur le noyau.

En principe, du fait de la symétrie dans la voie d'entrée, la section efficace élémentaire est symétrique par rapport à 90° dans le centre de masse. Seule la partie correspondant aux faibles transferts contribue au cas de la réaction de production sur un noyau. La partie haut transfert (angles arrières) ne donnant pas de contribution à cause du facteur de forme nucléaire.

Le calcul des éléments de matrice de spin est reporté dans l'appendice II.

Considérons dans un premier temps seulement l'opérateur à un corps $\mathcal{S}^{\sigma}\mathcal{S}^{\tau}$ et calculons ses éléments de matrice sur les fonctions d'onde nucléaires. On numérote les nucléons de la couche 1s de 1 à 4 et ceux de la couche 1p 5 et 6, de moment magnétique m et m' :

- Etat initial proton $|J_1\ M_1>_\sigma\ |\frac{1}{2}\ \frac{1}{2}>_\tau$

Lithium 6 $|J_2\ M_2>_\sigma \frac{1}{\sqrt{2}}\left[|\frac{1}{2}\ \frac{1}{2}>(5)|\frac{1}{2}\ -\frac{1}{2}>(6)-|\frac{1}{2}\ \frac{1}{2}>(6)|\frac{1}{2}\ -\frac{1}{2}>(5)\right]_\tau$

$$|J_2\ M_2>_\sigma = \sum_{mm'} < j\ j\ m\ m'\ |\ J_2\ M_2 > \phi_{j,m}(5)\ \phi_{j,m'}(6)$$

La fonction d'isospin est antisymétrique, celle de spin symétrique.

Les notations des moments magnétiques sont indiqués sur la *figure 48*.

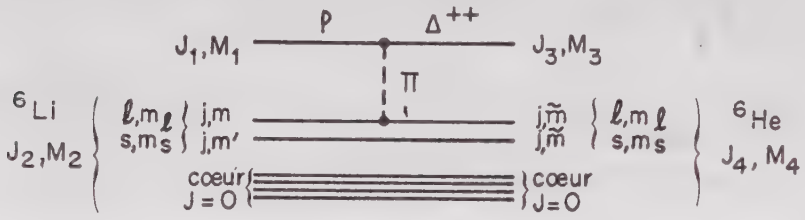


Figure 48

- Etat final Δ^{++} $|J_3\ M_3>_\sigma\ |\ \frac{3}{2}\ \frac{3}{2}\ >_\tau$

Hélium 6 $|J_4\ M_4>_\sigma \left[|\ \frac{1}{2}\ -\frac{1}{2}>(5)\ \ |\ \frac{1}{2}\ -\frac{1}{2}>(6)\right]_\tau$

$$|J_4\ M_4>_\sigma = \sum_{\tilde{m}\tilde{m}'} < j\ j\ \tilde{m}\ \tilde{m}'\ |\ J_4\ M_4 > \phi_{j,\tilde{m}}(5)\ \ \phi_{j,\tilde{m}'}(6)$$

La fonction d'isospin est ici symétrique, celle de spin antisymétrique.

On peut alors écrire :

$$\mathcal{M}_{f_i} = \sum_{i=1}^{6} \mathcal{M}_i = \sum_{i=1}^{6} < {}^6\text{He}\ |\ \mathcal{S}_i^\sigma\ \ \mathcal{S}_i^\tau\ |\ {}^6\text{Li}\ p >$$

L'opérateur $\mathcal{S}_i^{\sigma}\ \mathcal{S}_i^{\tau}$ ne permettant pas la transition d'un nucléon d'une couche de ℓ donnée à une autre couche ℓ', il ne pourra induire de transition dans les cas où i = 1 à 4, à cause de l'orthogonalité des fonctions de spin (on aurait en effet alors deux neutrons dans le même état de spin). La somme se réduit à deux termes.

Calculons $\mathcal{M}_5$:

$$\mathcal{M}_5 = \langle \Delta^{++}, \langle J_4 M_4 | \langle \tfrac{1}{2}\ -\tfrac{1}{2} | (5) \langle \tfrac{1}{2}\ -\tfrac{1}{2} | (6) \left| \mathcal{S}_5^{\tau} \mathcal{S}_5^{\sigma} \right| \left[\left| \frac{1}{\sqrt{2}} \right| \tfrac{1}{2}\ \tfrac{1}{2} \rangle (5) \left| \tfrac{1}{2}\ -\tfrac{1}{2} \rangle (6) \right.\right.$$

$$\left.\left. - \left| \tfrac{1}{2}\ \tfrac{1}{2} \rangle (6) \right| \tfrac{1}{2}\ -\tfrac{1}{2} \rangle (5) \right] \Big|_{\tau} | J_2 M_2 \rangle_{\sigma}, p \rangle$$

$$= \langle J_3 M_3, J_4 M_4 | \mathcal{S}_5^{\sigma} | J_2 M_2, J_1 M_1 \rangle \frac{1}{\sqrt{2}} \langle \tfrac{3}{2}\ \tfrac{3}{2}, \tfrac{1}{2}\ -\tfrac{1}{2} | \mathcal{S}^{\tau} | \tfrac{1}{2}\ \tfrac{1}{2}, \tfrac{1}{2}\ \tfrac{1}{2} \rangle$$

$$= \langle J_3 M_3, J_4 M_4 | \mathcal{S}_5^{\sigma} | J_2 M_2, J_1 M_1 \rangle \frac{1}{\sqrt{2}} \left(-\frac{\sqrt{3}}{2} \right)$$

d'où $$\mathcal{M}_{fi} = \mathcal{M}_5 + \mathcal{M}_6 = \sqrt{2} \left(-\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \langle J_3 M_3, J_4 M_4 | \mathcal{S}^{\sigma} | J_2 M_2, J_1 M_1 \rangle$$

On obtient, grâce à l'opérateur d'isospin, un facteur 2 par rapport à la réaction élémentaire.

En ce qui concerne la partie de spin, qui n'agit que sur un seul nucléon du noyau, il faut calculer la quantité :

$$X = \frac{1}{2J_2+1} \frac{1}{2J_1+1} \sum_{\substack{M_1 M_2 \\ M_3 M_4}} \left| \langle f | \mathcal{S}^{\sigma} | i \rangle \right|^2$$

$$= \frac{1}{6} \sum_{\substack{M_1 M_2 \\ M_3 M_4}} \left| \langle J_3\ J_4\ M_3\ M_4 | \mathcal{S}^{\sigma} | J_1\ J_2\ M_1\ M_2 \rangle \right|^2$$

Les notations sont celles de la *figure 48*. Le calcul est développé dans l'Appendice II. On trouve :

$$X = \frac{5}{36}$$

Dans le cas de production élémentaire, on a simplement $M_1 = m_3$, $M_2 = 0$:

$$\frac{1}{4}\sum_{\substack{M_1 M_2 \\ M_3 M_4}} \left| \sum_{M} \langle \tfrac{1}{2}\tfrac{1}{2} M_3 M_4 \mid M \rangle \langle \tfrac{1}{2}\tfrac{1}{2} M_1 M_2 \mid 1\, M \rangle \right|^2 = \frac{3}{4}$$

Le fait que le nucléon cible appartienne à un noyau, entraîne donc un facteur de réduction, par rapport à la production élémentaire qui a lieu sur un nucléon libre, de :

$$1 \cdot \frac{3}{3\alpha} \Big/ \frac{3}{4} = \frac{12}{27}$$

Revenant à la partie espace, on suppose que les fonctions d'onde multiélectron de l'état initial et de l'état final peuvent se mettre sous la forme d'un produit de fonctions d'onde individuelles.

$$\psi = \prod_{i=1}^{A} \psi_i(r_i)$$

Notant $\tilde{u}_I$ et $\tilde{u}_F$ les fonctions d'onde antisymétrisées des états initial (^{6}Li) et final (^{6}He), on peut écrire :

$$F_{if} = \frac{1/\sqrt{KK_0}}{2\pi} \sum_{j=1}^{A} \int e^{i\vec{q}\cdot\vec{s}_j} \tilde{u}_F^*\left(\vec{r}_1, \ldots, \vec{r}_j + \vec{b}, \ldots, \vec{r}_A\right) \tilde{u}_I\left(\vec{r}_1, \ldots, \vec{r}_j, \ldots, \vec{r}_A\right)$$

$$d^2b\, d^2s_1 \ldots d^2s_A\, dz_2 \ldots dz_A$$

en prenant $\tilde{u}_F$ et $\tilde{u}_I$ sous la forme d'un déterminant de Slater.

$$\tilde{u}_I = \tilde{u}_F = \frac{1}{\sqrt{A!}} \sum_{p} (-1)^p \prod_{i=1}^{A} \psi_i\left(\vec{r}_{n_i}\right)$$

où les n_i représentent une permutation de l'ensemble $\{1,2,3,4,5,6\}$.

Nous avons omis ici la distribution $\delta\left(\frac{1}{A}\sum_{i=1}^{A}\vec{r}_i\right)$ avec laquelle le calcul ne peut se faire qu'avec le deuterium ou l'hélium 3. Pour les noyaux plus lourds, il est d'usage de calculer l'intégrale à 3A dimensions en omettant la distribution δ et de compenser l'erreur ainsi commise pour un facteur multiplicatif. C'est la prescription de Gartenhaus-Schwartz (Réf.44) qui consiste à multiplier l'amplitude par le facteur $\exp(q^2R^2/12)$ (R est le paramètre de l'oscillateur harmonique). Pour un transfert de 0,3 $(GeV/c)^2$, cette correction vaut 1,5.

La partie de spin et d'isospin étant déjà traitée, il s'agit donc de calculer l'élément de matrice d'un opérateur somme de A opérateurs à A corps n'agissant que sur la variable radiale. Il n'y a pas de termes croisés à cause de l'orthogonalité des fonctions de spin et d'isospin. Le décompte des termes identiques se fait aisément en considérant séparément les deux cas suivants :

- La projection a lieu sur le $j^{ième}$ nucléon (1p), l'autre nucléon 1p agit dans la voie d'entrée : le nombre de termes identiques est $(j-1).(A-Z)!$

- La projection a lieu sur le $j^{ième}$ nucléon (1p), l'autre nucléon 1p agit dans la voie de sortie : le nombre de termes identiques est $(A-j).(A-Z)!$

$(A-Z)!$ représente le nombre de permutations des nucléons 1s.

Définissant $\mathfrak{I}(b)$ par

$$\mathfrak{I}(b) = \int \frac{1}{A!} \left[\sum_{j=Z}^{A} (j-1)\,(A-Z)! \left(1-\tau_1(1s)\right)^{j-1} \left(1-\tau_1(1p)\right) \tau_p(1p) \left(1-\tau_2(1s)\right)^{A-j} \right.$$

$$\left. + \sum_{j=1}^{A-1} (A-j)\,(A-Z)! \left(1-\tau_1(1s)\right)^{j-1} \tau_p(1p) \left(1-\tau_2(1p)\right) \left(1-\tau_2(1s)\right)^{A-j-1} \right]$$

$$\tilde{u}_p^*(\vec{r}_1,\ldots,\vec{r}_A)\, \tilde{u}_j(\vec{r}_1,\ldots,\vec{r}_A)\; d^3r_1\; d^3r_2 \ldots d^3r_A$$

Le calcul de $\mathfrak{I}(b)$ est détaillé dans l'Appendice II.

On obtient l'expression de la section efficace sous la forme :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \pi \left| \int J_0(q_\perp b)\, \mathfrak{I}(b)\, b\,db \right|^2 F^\sigma F^\tau$$

où $F^\tau = \frac{3}{2}$ (rappelons que, pour la réaction élémentaire, on a : $F^\sigma = \frac{4}{3}$

$F^1 = \frac{3}{2}$).

La limite des ondes planes s'obtient en posant $\sigma_1 = \sigma_2 = 0$ et donne :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{dt}\Big)_{pp} \left| F(q) \right|^2 F^\sigma F^\tau$$

$F(q)$ est le facteur de forme du nucléon actif.

L'intégrale $\int J_0(q_\perp b)\, \mathfrak{J}(b)\, b\,db$ peut se calculer analytiquement. En effet, développant $\mathfrak{J}(b)$, on est ramené à calculer des intégrales de la forme :

$$\int J_0 (q_\perp b)\, b^\mu\, e^{-\alpha b^2}\, db$$

Le résultat peut s'exprimer à l'aide de la fonction exponentielle et de fonctions polynômes, car $\frac{\mu+1}{2}$ est toujours entier (Voir Appendice I).

Cependant, on aboutit à une expression très longue qui n'offre que peu d'intérêt (sauf dans le cas des ondes planes).

Afin de mieux visualiser la contribution des différents termes, il convient de développer $\mathfrak{J}(b)$ en série de diffusion multiple, c'est à dire en puissance de Γ. Le premier terme ne contient que le terme en Γ_p ; c'est la production sans rediffusion du tout. Les autres mettent en jeu les différentes possibilités de rediffusion du proton ou du delta. La *figure 49* représente schématiquement les termes d'ordre 0,1 et 2 avec leurs poids respectifs.

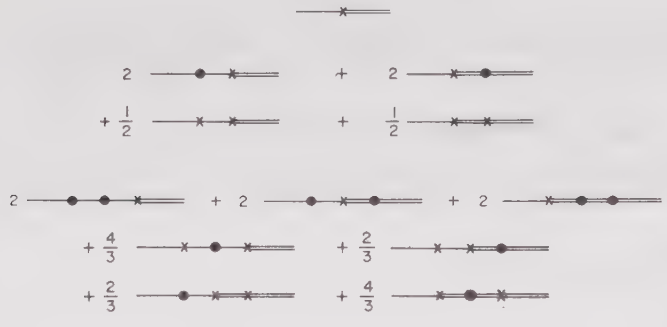


Fig.49 : Graphes de rediffusion. Un trait représente un proton, deux traits un delta, un point un nucléon 1s et une croix un nucléon 1p.

Viennent ensuite dix termes d'ordre 3, treize termes d'ordre 4 et enfin dix termes d'ordre 5 (tous les nucléons participent à la réaction par leur rediffusion, mais aucun n'intervient deux fois). Ces différentes contributions sont de signe alterné. Le terme d'ordre 0 représente ce qu'on obtient en ondes planes ($\sigma_1 = \sigma_2 = 0$), les autres termes expriment l'écart aux ondes planes.

Dans le cas d'un noyau lourd, le modèle de Trefil est mal adapté car on ne peut pas prendre des fonctions d'onde autres que celles de l'oscillateur harmonique. En revanche, il est possible de considérer les nucléons comme ponctuels, c'est à dire de négliger λ_1 et λ_2 car on a alors $2\lambda \ll R^2$. Pour les réactions de production, l'intérêt du modèle optique réside dans la possibilité d'utiliser, pour le nucléon sur lequel s'effectue le processus élémentaire, une fonction d'onde plus réaliste qu'une fonction d'onde de l'oscillateur harmonique ; l'ensemble du noyau peut aussi être paramétrisé à l'aide de densités extraites de la diffusion d'électrons.

2) LE MODELE OPTIQUE DE PRODUCTION DU Δ^{++} :

Sa dérivation à partir de la formule ayant été faite pour les réactions de production cohérente (Réf.36), nous nous limiterons aux étapes essentielles du calcul et nous insisterons plutôt sur l'interprétation physique de la formule finale. Les facteurs dus à la structure en spin et isospin de l'opérateur de la production élémentaire sont ignorés dans ce qui suit, car ils sont identiques à ceux que l'on a calculés dans le cadre du modèle de Trefil.

L'approximation d'impulsion sans distorsion conduit à écrire :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{dt}\Big)_{p+p \to \Delta^{++}+n} \left| \int \rho(r) \; e^{i\vec{q}\vec{r}} \; d^3r \right|^2$$

C'est la même formule que celle obtenue dans le modèle de Trefil avec $\sigma_1 = \sigma_2 = 0$. On note au passage l'analogie avec la formule obtenue pour la diffusion des électrons. Afin de tenir compte de la distorsion, on utilise l'approximation WKB. L'onde incidente peut se réécrire sous la forme :

$$\psi_i(b,z) = e^{+i\left(\vec{k}_p \cdot \vec{r} \; - \; \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{z} V_1(b,z')\, dz'\right)}$$

où $\quad V_1(b,z') = \rho'(b,z')\; \sigma_1\left(1 - i\alpha_1\right)$

$\rho'(r)$ est la densité nucléaire, σ_1 et α_1 ont la même signification que ci-dessus. Le chemin d'intégration est représenté sur la *figure 50*.

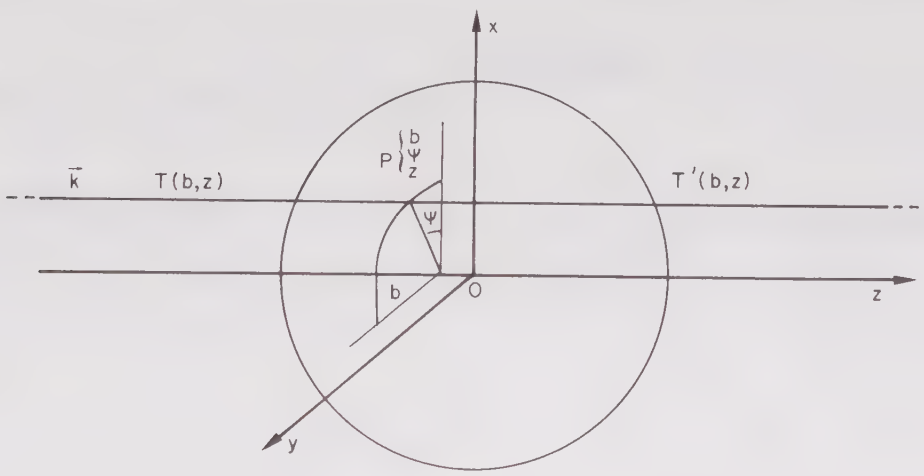


Fig.50 : Définition des coordonnées et des fonctions d'épaisseur dans l'approximation optique.

De même pour l'onde sortante :

$$\psi_F(b,z) = e^{+i\left(\vec{k}_\Delta \cdot \vec{r} - \frac{1}{2}\int_z^{+\infty} V_2(b,z')\,dz'\right)} \qquad \text{avec} \quad V_2(b,z') = \rho'(b,z')\,\sigma_2\left(1-i\alpha_2\right)$$

La section efficace s'écrit alors :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{p+p \to \Delta^{++}+n} \cdot \left| \int e^{i\vec{q}_\perp \cdot \vec{b}}\, e^{iq_{/\!/} z}\, e^{-\frac{1}{2}\sigma_1\left(1-i\alpha_1\right)T(b,z)}\, e^{-\frac{1}{2}\sigma_2\left(1-i\alpha_2\right)T'(b,z)}\, \rho(b,z)\, d^2b\, dz \right|^2$$

où $T(b,z)$ représente la fonction d'épaisseur du noyau de ^6Li.

$$T(b,z) = 6\int_{-\infty}^{z} \rho'(b,z')\,dz'$$

$$T'(b,z) = 6\int_{z}^{\infty} \rho'(b,z')\,dz' = T(b,-z)$$

Le facteur $e^{-\frac{1}{2}\sigma_1\left(1-i\alpha_1\right)T(b,z)}$ traduit la distorsion de l'onde entrante par le noyau.

Le facteur $e^{-\frac{1}{2}\sigma_2\left(1-i\alpha_2\right)T(b,-z)}$ traduit la distorsion du Δ^{++} par le champ nucléaire dans la voie de sortie.

La densité utilisée, normalisée par $\int \rho'(r)\,d^3r = 1$, est extraite de la diffusion d'électrons sur le ^6Li (Réf.45).

$$\rho'(r) = \frac{1}{8\pi^{\frac{3}{2}}}\left(\frac{1}{a^3}\,e^{-\frac{r^2}{4a^2}} - \frac{c^2\left(6b^2 - r^2\right)}{4b^7}\,e^{-\frac{r^2}{4b^2}}\right)$$

La fonction d'épaisseur est aisément calculable :

$$T(B,z) = \frac{6}{4\pi a^2}\left[e^{\frac{-B^2}{4a^2}} \cdot \frac{1}{2}\left(1 + \mathrm{erf}\left(\frac{z}{2a}\right)\right) + \frac{a^2c^2}{4b^6}\left(B^2 - 4b^2\right) e^{\frac{-B^2}{4b^2}} \cdot \frac{1}{2}\left(1 + \mathrm{erf}\left(\frac{z}{2a}\right)\right) - \frac{a^2c^2}{4b^5\sqrt{\pi}}\, z\, e^{\frac{-(B^2 + z^2)}{4b^2}} \right]$$

Il a été montré (Réf.40) que le modèle optique et le modèle de Trefil sont strictement équivalents dans deux cas :

- $\sigma_1 = \sigma_2 = 0$ et $A >> 1$
- $q = 0$ $\sigma_1\, \sigma_2 \neq 0$ $A >> 1$ $R^2 >> 2\Lambda$ $\Lambda = \lambda_p$, λ_1 ou λ_2

Ces conditions ne sont pas remplies pour la réaction ici étudiée :

- A ne vaut que 6
- Le transfert longitudinal minimum, donné par :

$$q^2 = \left(\left(M_\Delta - \frac{i\Gamma}{2}\right)^2 - M_p^2\right) \Big/ 2p_{inc}$$

vaut 200 MeV/c à 0°.

Les prédictions de ces deux modèles sont comparées ci-après et confrontées aux résultats expérimentaux que nous avons obtenus.

V - COMPARAISON DES CALCULS AVEC LES RESULTATS EXPERIMENTAUX :

Nous discutons dans ce paragraphe les résultats obtenus avec le modèle de Trefil et le modèle optique, en montrant quels sont les paramètres auxquels la section efficace de production est sensible. Nous discutons aussi la possibilité de détermination des paramètres de l'interaction delta-nucléon à l'énergie de 700 MeV (énergie correspondant à notre expérience).

1) LE MODELE DE TREFIL :

L'amplitude élémentaire nucléon-nucléon est paramétrisée par :

$$f_1(q_\perp) = \sigma_1 \frac{(i + \alpha_1)}{4\pi} k e^{-\frac{\lambda_1 q_\perp^2}{2}}$$

La valeur de σ_1 = 44 mb constitue une moyenne, en spin et isospin sur les états des nucléons, de la section efficace totale nucléon-nucléon.

Pour α_1 nous avons pris la valeur de -0,27 (Réf.46), ce qui correspond à un potentiel réel répulsif. λ_1 est pris égal à 0,22 (moyenne sur les états possibles nucléon-nucléon).

Nous avons montré que l'on peut choisir α_p nul. L'amplitude de la réaction $p + p \rightarrow \Delta^{++} + n$ ne dépend donc que de deux paramètres, σ_p et λ_p. A cause de l'absence de mesures de section efficace de la réaction de production élémentaire à 1 GeV, nous avons interpolé à l'aide des résultats obtenus à plus haute énergie (Réf.41) et de ceux obtenus à 800 MeV (Réf.47), à notre énergie de 1 GeV. La détermination du paramètre de décroissance de la section efficace ne pose, a priori, pas de problème, car il est constant sur une grande gamme d'énergie. Cependant, dans le modèle de Trefil, il convient de paramétriser la section efficace en fonction du 4-transfert transversal $q_\perp^2$ et non du 4-transfert total, comme on peut s'en convaincre aisément par l'examen de l'expression de la section efficace de la page 71 dans laquelle les distorsions sont prises égales à 0. On obtient :

$$\frac{d\sigma}{dt} \alpha e^{-\lambda_p q_\perp^2} \left| F(q) \right|^2$$

$q_\perp^2$ n'étant pas une fonction linéaire de q^2, le choix de λ_p ne reproduit correctement qu'une zone restreinte en transfert. La valeur de λ_p choisie, 0,736 rend compte de la pente au voisinage de 0,15 $(GeV/c)^2$.

La détermination de σ_p est plus difficile, la section efficace élémentaire variant rapidement entre 5 et 1 GeV. Un choix raisonnable consiste à prendre une section efficace totale de 4,43 mb. σ_p est alors déterminé par une formule analogue à la formule de la page 67(on remplace l'intégration sur q^2 par une intégration sur $q_\perp^2$ que l'on calcule entre 0 et $+\infty$).

Notons que, dans le cas de l'amplitude de production, σ_p ne représente pas la section efficace totale alors que les paramètres σ_1 et σ_2 des amplitudes f_1 et f_2 sont les sections efficaces totales nucléon-nucléon et delta-nucléon en vertu du théorème optique.

L'amplitude élémentaire de $\Delta + N \to \Delta + N$ est décrite par :

$$f_2(q_\perp) = \sigma_2 \frac{\left(i + \alpha_2\right) k_\Delta}{4\pi} e^{\frac{-\lambda_2 q_\perp^2}{2}}$$

Comme pour la production et la voie d'entrée, il subsiste l'ambiguité du choix de λ_2 . Toutefois, étant donné les faibles valeurs de λ_1 et λ_2 (par rapport à R^2), on peut négliger la transformation et prendre le paramètre de décroissance en fonction de q^2. La faiblesse des différences observées (*figure 51*), si on multiplie λ_1 et λ_2 par 1,5, nous autorise à négliger cette correction. Nous adoptons, pour la suite des calculs, la valeur de 0,22 $(GeV/c)^2$ pour λ_1 et λ_2.

La *figure 52* montre que la sensibilité au paramètre λ_p est assez faible.

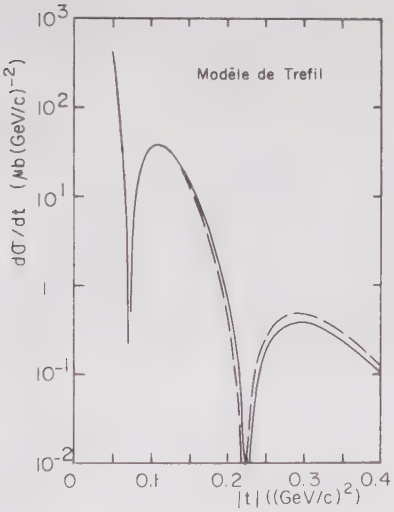


Fig.51 : Section efficace différentielle dσ/dt calculée dans le modèle de Tréfil pour différentes valeurs des paramètres λ_1 et λ_2. — — — $\lambda_1 = \lambda_2 = 0{,}22$ fm^{-2}; ——— $\lambda_1 = \lambda_2 = 0{,}33$ fm^{-2}. Les autres paramètres sont R = 1,777 fm, σ_1 = 44 mb, α_1 = -0,27, σ_2 = 40 mb et α_2 = -1.

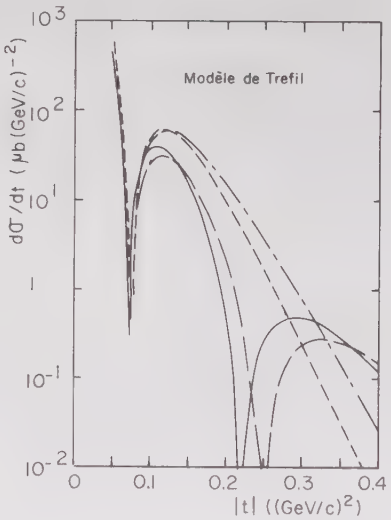


Fig.52 : Section efficace différentielle dσ/dt calculée dans le modèle de Tréfil. La sensibilité au paramètre λ_p y est indiquée en ondes planes. - - - - - - λ_p = 0,736 fm^{-2} : — - — - — λ_p = 0,4 fm^{-2} et en ondes distordues : ——— λ_p = 0,736 fm^{-2} : — — — λ_p = 0,4 fm^{-2}. Dans ces deux derniers cas, les paramètres sont σ_1 = 44 mb, α_1 = -0,27, σ_2 = 40 mb et α_2 = -1. R vaut 1,777 fm.

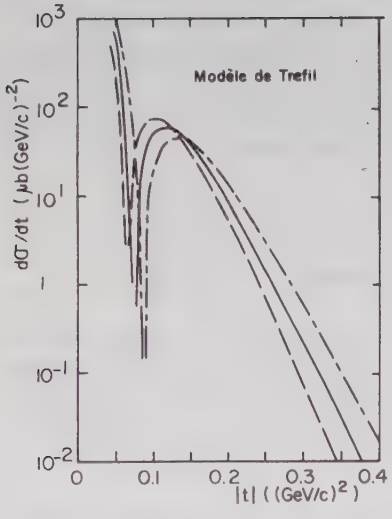


Fig.53 : Section efficace différentielle dσ/dt calculée dans le modèle de Tréfil. Sensibilité au paramètre R de l'oscillateur harmonique. Cette comparaison est faite en ondes planes.
——— R = 1,65 fm
——— R = 1,777 fm
— — R = 1,90 fm

Dans le modèle de Trefil, les fonctions d'onde utilisées, tant dans la description de la distorsion du proton et du delta, que pour le seul nucléon actif pour la production, sont celles de l'oscillateur harmonique. Le paramètre de l'oscillateur est déterminé par la formule :

$$\left(\langle r^2 \rangle_{Li} - \langle r_p^2 \rangle \right)^{\frac{1}{2}} = R \sqrt{\frac{11}{6}}$$

et vaut 1,777 fm.

La *figure 53* illustre la sensibilité du calcul à la valeur de ce paramètre. La place du minimum et la hauteur du maximum en dépendent, tandis que la pente moyenne de décroissance de la section efficace au-delà de 0,13 $(GeV/c)^2$ y est assez insensible. La valeur de 1,777 est celle que nous conservons dans tous les calculs suivants. Une fonction d'onde d'oscillateur harmonique n'est certainement pas celle qui décrit parfaitement les nucléons 1p. On ne cherchera donc pas à expliquer un possible désaccord théorie-expérience dans la zone du minimum $(0,074(GeV/c)^2)$, seule caractéristique de l'oscillateur et non de la réaction de production.

Bien que nous n'ayons considéré ici que des fonctions d'onde 1s et 1p, il est possible de faire des calculs analytiques avec des fonctions d'onde de la forme :

$$\left(\alpha + \beta \left(\frac{r}{R} \right)^2 + \gamma \left(\frac{r}{R} \right)^4 + \cdots \right) e^{-\left(\frac{r}{R} \right)^2}$$

Un terme en r^{2n} dans une intégrale telle que celle de la formule pouvant toujours s'écrire sous la forme $(s^2 + z^2)^n$, et donc s'intégrer aisément (voir Appendice II). Le calcul devient rapidement extrêmement lourd, car il comporte un nombre important de termes, et nous ne l'avons par conséquent pas développé. Les *figures 54* et *55* illustrent la sensibilité au type de fonctions d'onde employées dans la description de la distorsion.

Il semble facile de lier l'existence du deuxième minimum à une interférence entre le terme d'ordre 0 (*figure 48*) et les termes d'ordre 1 (rediffusion sur 1 nucléon). En effet, le terme d'ordre 0 correspond à l'onde plane et n'a pas de minimum autre que celui dû à la fonction d'onde 1p. Le terme d'ordre 1 de signe opposé, est celui qui contribue à une section efficace plus importante que celle qu'on obtient en ondes planes. En revanche, sa position dépend fortement du type de fonction d'onde employé, 1s ou 1p.

De plus, l'amplitude du second maximum est beaucoup plus importante pour des fonctions d'onde 1s. Ceci peut se comprendre aisément : à haut transfert, la rediffusion joue un rôle important, or cette rediffusion est maximum si l'épaisseur de matière traversée est maximum : cette condition est remplie par les fonctions 1s pour les faibles paramètres d'impacts.

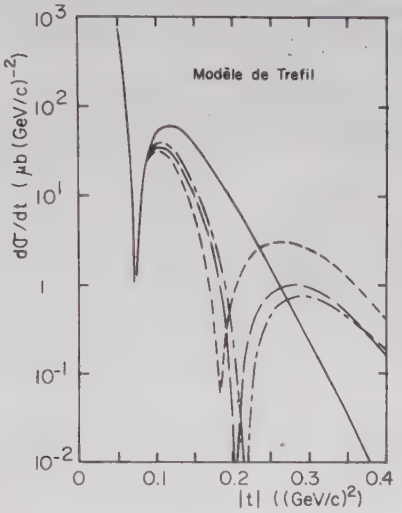


Fig.54 : Section efficace différentielle dσ/dt calculée dans le modèle de Tréfil. Influence de la forme des fonctions d'onde utilisées dans la description de la distorsion. Ici, à part la fonction d'onde du nucléon actif (1p), on a pris pour les 5 autres nucléons des fonctions d'onde 1s. ——— σ_1 = 0 mb, σ_2 = 0 mb : – – – – – σ_1 = 44 mb, α_1 = -0,27, σ_2 = 40 mb, α_2 = 0 : —— —— —— σ_1 = 44 mb, α_1 = -0,27, σ_2 = 60mb, α_2 = 0 : – – – – – σ_1 = 44 mb, α_1 = -0,27, σ_2 = 60 mb, α_2 = +1.

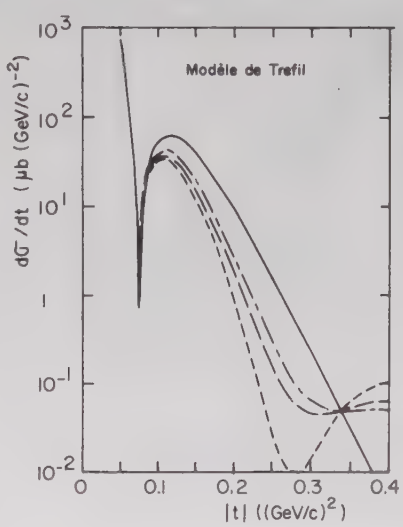


Fig.55 : Section efficace différentielle dσ/dt calculée dans le modèle de Tréfil. Influence de la forme des fonctions d'onde utilisées dans la description de la distorsion. Les courbes représentées sur cette figure ont été obtenues en décrivant tous les nucléons de ^{6}Li par des fonctions d'onde 1p. Les conventions pour les courbes sont les mêmes que celles de la figure 54.

Les *figures 56 à 58* rassemblent l'ensemble des calculs faits pour différentes valeurs des paramètres qui décrivent l'interaction delta-nucléon, σ_2 et α_2.

Sur la *figure 56*, on considère un potentiel purement absorptif (α_2 = 0) dans la voie finale. L'introduction de la distorsion à pour effet de réduire la section efficace dans une zone comprise approximativement entre 0,08 et 0,23 (GeV/c)^2. Au-delà, l'effet est inversé, donnant lieu à un maximum d'autant plus élevé que la section efficace totale delta-nucléon est élevée.

Afin de déterminer si ce type de calcul est sensible au paramètre α_2, nous avons calculé la section efficace de production, pour une valeur donnée de $\sigma_{\Delta N}$ (40 mb, puis 60 mb), pour des valeurs de $\alpha_{\Delta N}$ égales à -1, 0 et +1. La valeur 0 correspond à un potentiel réel Δ-N nul. La valeur -1 a un potentiel réel répulsif.

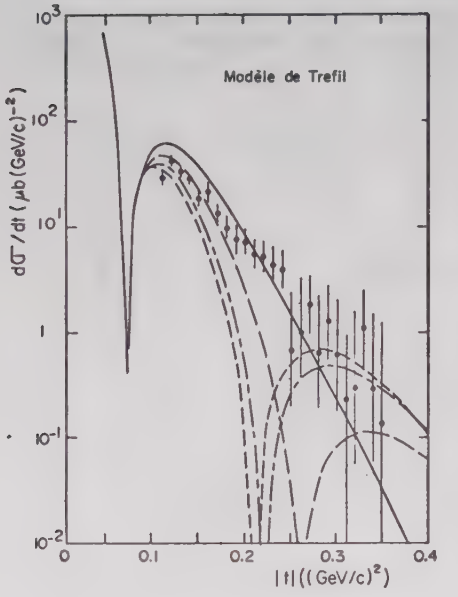


Fig.56 : Section efficace différentielle dσ/dt calculée dans le modèle de Tréfil. La courbe en trait plein ——— est relative au calcul en ondes planes. Les trois autres illustrent la sensibilité à la distorsion du delta.
——— σ_2 = 0 mb:
— — σ_2 = 40 mb:
– – – σ_2 = 60 mb:
Les autres paramètres sont σ_1 = 44 mb, α_1 = -0,27, α_2 = 0 et R = 1,777 fm.

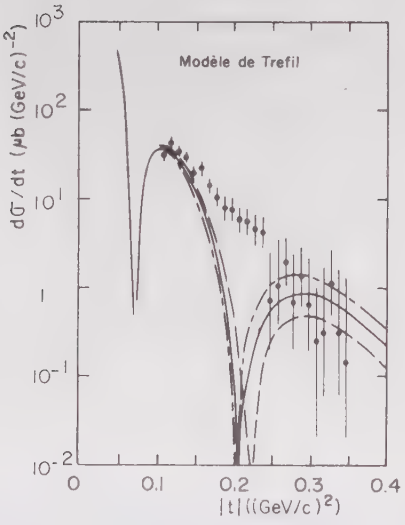


Fig.57 : Section efficace différentielle dσ/dt calculée dans le modèle de Tréfil. Illustration de la sensibilité à la partie réelle de l'amplitude de diffusion Δ+N→Δ+N. — — — α_2 = 0 : ——— α_2 = -1 : — · — α_2 = +1. Les autres paramètres sont σ_1 = 44 mb, α_1 = -0,27, σ_2 = 40 mb et R = 1,777 fm.

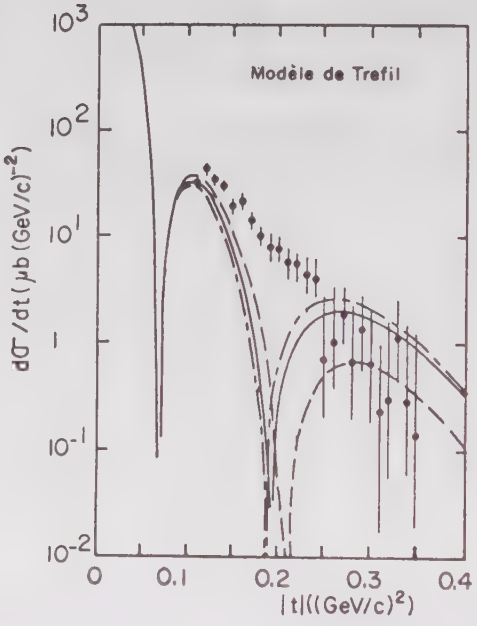


Fig.58 : Section efficace différentielle dσ/dt calculée dans le modèle de Tréfil. Illustration de la sensibilité à la partie réelle de l'amplitude de diffusion Δ+N→Δ+N. — — — α_2 = 0 : ——— α_2 = -1 : — · — α_2 = +1. Les autres paramètres sont σ_1 = 44 mb, α_1 = -0,27, σ_2 = 60 mb et R = 1,777 fm.

La production de N^* $\left(T = \frac{1}{2}\right)$ à 15 GeV/c sur les noyaux allant de l'hélium au plomb (Réf. 39), met en évidence une diminution sensible de α_{NN^*} au fur et à mesure que la masse manquante décroit. Cette grande valeur (-0,7 pour une masse de 1400 MeV) traduit une interaction réelle importante. Sans justifications pour le delta, puisque les voies inélastiques ouvertes ne sont pas les mêmes. Nous avons cependant essayé cette valeur.

La valeur +1 correspond à un potentiel réel attractif et permet de tester le signe de la partie réelle de l'interaction Δ - N. La *figure 57* présente les résultats obtenus pour $\sigma_{\Delta N} = 40$ mb.

L'introduction d'une valeur non nulle de $\sigma_{\Delta N}$ a toujours pour effet de diminuer la section efficace entre 0,08 et 0,21 $(GeV/c)^2$ et corrélativement, de l'augmenter au-delà. On y note une certaine sensibilité au signe de $\alpha_{\Delta N}$ qui se manifeste beaucoup moins pour $\sigma_{\Delta N} = 60$ mb (*figure 58*). Dans ce dernier cas, la présence d'un potentiel réel attractif a pour effet d'augmenter la section efficace, au niveau du deuxième maximum, d'un facteur 4.

Nous avons supposé, jusqu'à maintenant, que la dépendance en transfert de l'amplitude était purement exponentielle. D'autres dépendances peuvent être envisagées, comme c'est le cas pour la diffusion nucléon-nucléon (Réf. 33). Dans le but de tester la sensibilité à une autre forme de l'amplitude, nous avons choisi de poser :

$$\tilde{f}(q) \propto q^2 \, e^{-\frac{\lambda q^2}{2}}$$

Le calcul de $\tilde{Y}'$ correspondant est donné dans l'Appendice II. La structure en spin et isospin est ici supposée identique à celle de l'amplitude en $e^{-\frac{\lambda q^2}{2}}$.

On constate que les résultats suivants (*figures 59 et 60*) : la section efficace calculée est beaucoup plus élevée ; d'un facteur 50 en ondes planes.

Le premier minimum correspond bien toujours au zéro du facteur de forme 1p, mais un deuxième minimum existe même sans la présence de distorsions. Sa position, centrée sur 0,19 $(GeV/c)^2$ est peu sensible à l'introduction de la distorsion.

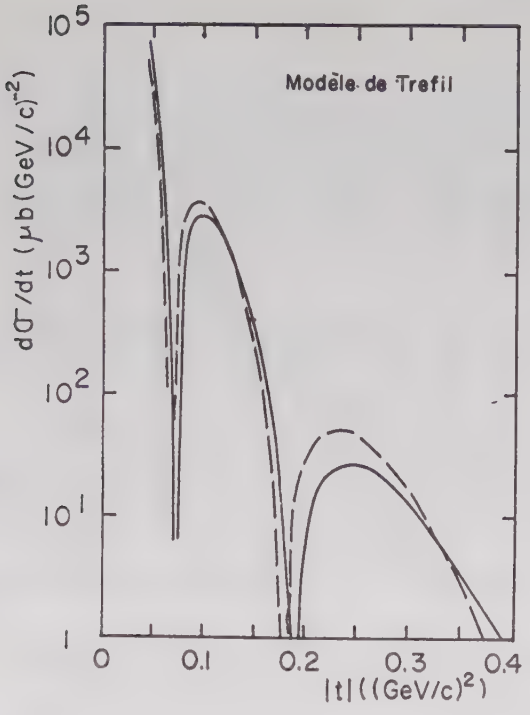


Fig.59 : Section efficace différentielle dσ/dt calculée dans le modèle de Tréfil. L'amplitude élémentaire de production est proportionnelle à $q^2\exp(-\lambda_p q^2)$. ——— ondes planes : — — — ondes distordues. σ_1 = 44 mb, α_1 = -0,27, σ_2 = 40 mb, α_2 = -1 et R = 1,777 fm.

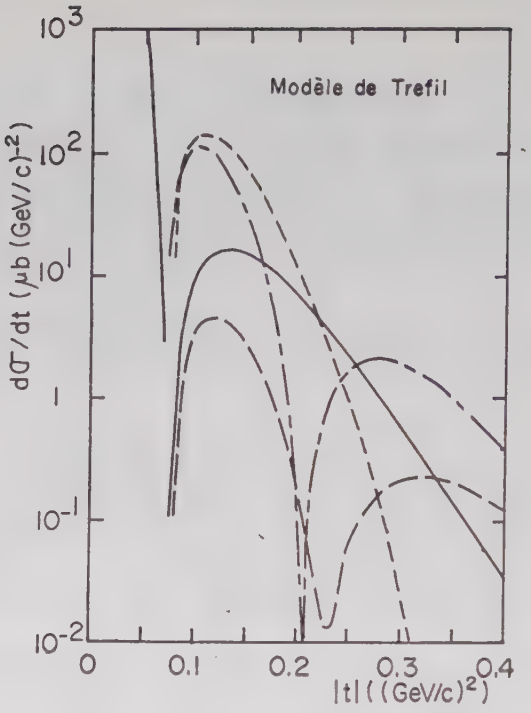


Fig.60 : Section efficace différentielle dσ/dt calculée dans le modèle de Tréfil. L'amplitude élémentaire de production est de la forme $\exp(-\lambda_p q^2) + aq^2\exp(-\lambda_p q^2)$. ——— a = 0,01, ondes planes : — — — — a = 0,01, σ_1 = 44 mb, α_1 = -0,27, σ_2 = 40 mb, α_2 = -1 : - - - - - - - - a = -0,01, ondes planes : — — — — a = - 0,01, σ_1 = 44 mb, α_1 = -0,27, σ_2 = 40 mb, α_2 = -1. R est égal à 1,777 fm.

La *figure 59* montre les résultats obtenus en prenant un mélange des deux types d'amplitude élémentaire. Le deuxième minimum est beaucoup moins creusé qu'avec une seule amplitude ; la pente moyenne est diminuée (~ 15 $(GeV/c)^2$) et l'effet de la distorsion à bas transfert est beaucoup plus marqué. La section efficace absolue est très sensible à une petite composante d'amplitude en $q^2 e^{-\frac{\lambda q^2}{2}}$. Aucune indication expérimentale, à ce jour, ne permet de fixer l'importance relative des différentes composantes de l'amplitude élémentaire. Il semble néanmoins possible d'affirmer que, si une amplitude de la forme $q^2 e^{-\frac{\lambda q^2}{2}}$ contribue, son poids relatif doit être faible, de l'ordre de 1% ou moins.

2) *MODELE OPTIQUE* :

Un certain nombre de paramètres sont identiques à ceux que l'on utilise dans le modèle de Tréfil : se sont σ_1 α_1 et R, pour la description de la fonction d'onde du nucléon actif (le proton de la couche 1p). λ_1 et λ_2 sont, par définition, pris égaux à 0. Ils n'apparaissent pas dans le calcul de la section efficace. Les paramètres a, b et c, utilisés pour décrire le facteur de forme du noyau de ^{6}Li sont sont respectivement égaux à 0,928 , 1,26 et 0,48 fm (Réf.45).

L'ensemble des calculs est représenté sur les *figures 61 à 63*. Si le calcul en ondes planes ne donne pas exactement le même résultat que dans le modèle de Trefil, c'est parce qu'il n'est pas possible de trouver une paramétrisation correcte à l'aide d'une seule exponentielle de la variation de l'amplitude de production élémentaire en fonction du transfert transverse $q_\perp^2$. La différence est cependant faible. Ce n'est plus le cas lorsque la distorsion intervient et l'allure générale des courbes diffère nettement : les minima sont peu accusés et disparaissent même complètement pour certaines valeurs des paramètres (σ_1 = 44 mb α_1 = -0,27 σ_2 = 40 mb α_2 = -1). La pente moyenne est, dans tous les cas, assez peu sensible à des variations de σ_1 α_1 σ_2 α_2 et est beaucoup plus grande (~ 36 $(GeV/c)^2$) que la pente expérimentale. La sensibilité à la partie réelle du potentiel Δ - N est élevée dans la région du premier maximum, alors qu'elle était très faible dans le modèle de Trefil. Le modèle optique donne donc des résultats très sensiblement différents de celui-ci. Les *figures 54* et *63* en témoignent de manière claire, puisque les fonctions d'onde utilisées pour ces deux cas sont strictement identiques ; seule diffère la manière de tenir compte de la distorsion. Ce fait n'est pas surprenant car le modèle optique est un modèle macroscopique, à priori mal adapté à traiter un si petit nombre de nucléons.

La comparaison de tous ces calculs avec les résultats expérimentaux appelle plusieurs remarques :

a) Dans le modèle de Trefil :

. La section efficace expérimentale à bas transfert est en bon accord avec les calculs théoriques pour une valeur de $\sigma_{\Delta N}$ de l'ordre de 40 mb.

. On n'observe pas le minimum prononcé au voisinage de 0,2 $(GeV/c)^2$. A ce titre, il est intéressant de comparer les pentes de décroissance théoriques avec la valeur expérimentale. On définit la pente théorique par la pente de la droite (sur les graphiques semi-logarithmiques), obtenue en joignant les deux extrêma de la section efficace. L'ensemble des résultats obtenus est résumé dans le tableau XI.

Les pentes théoriques en ondes planes sont beaucoup trop grandes, quelle que soit la valeur du paramètre R. L'introduction de la distorsion tend à diminuer sensiblement les pentes. L'effet de la partie réelle du potentiel semble important, le passage de α = 0 à α = +1 changeant la pente de 20% environ.

. L'introduction d'une faible composante de l'amplitude de production en $q^2 e^{-\frac{\lambda q^2}{2}}$ modifie de manière importante les pentes (Tableau XI). Comme l'indique ce tableau, plusieurs jeux de paramètres conduisent à des pentes identiques.

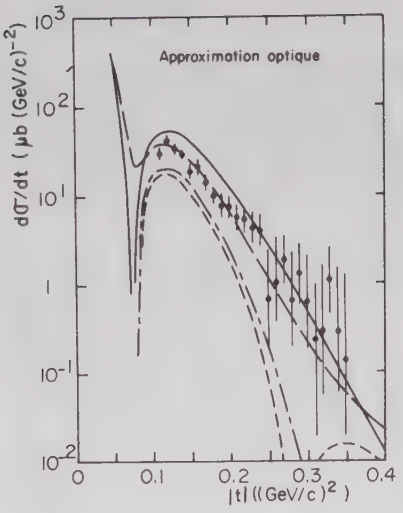


Fig.61 : Section efficace différentielle dσ/dt dans l'approximation optique. La courbe en trait plein ——— est relative au calcul en ondes planes. Les trois autres illustrent la sensibilité à la distorsion du Δ. ——— σ_2 = 0 mb : ——·—— σ_2 = 40 mb : – – – – – – σ_2 = 60 mb. Les autres paramètres sont σ_1 = 44 mb, α_1 = -0,27, α_2 = 0 et R = 1,777 fm. La densité utilisée pour la description de la distorsion est celle extraite de la diffusion d'électrons.

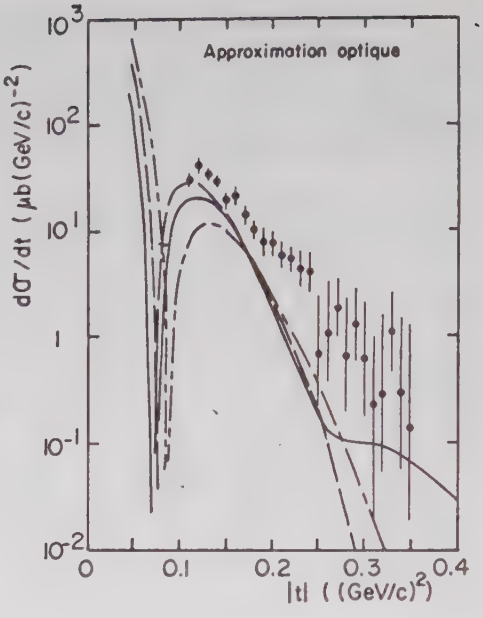


Fig.62 : Section efficace différentielle dσ/dt dans l'approximation optique. Illustration de la sensibilité à la partie réelle de l'amplitude de diffusion Δ+N→Δ+N. ——— α_2 = 0 : ——·—— α_2 = - 1 : – – – – – – α_2 = + 1. Les autres paramètres sont σ_1 = 44 mb, α_1 = -0,027, σ_2 = 40 mb et R = 1,777 fm. La densité utilisée pour la description de la distorsion est celle extraite de la diffusion d'électrons.

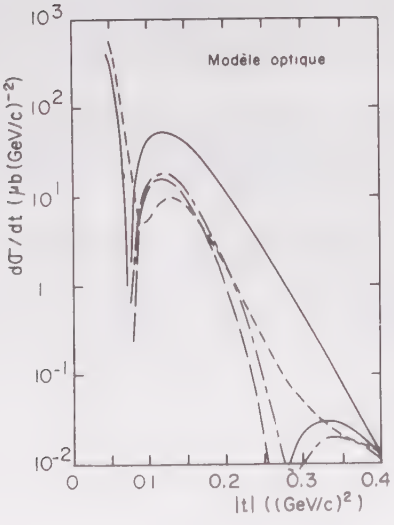


Fig.63 : Section efficace différentielle dσ/dt dans l'approximation optique. Cette figure doit être comparée à la figure 54, car les fonctions d'onde utilisées sont identiques. Seule diffère la façon de traiter la rediffusion. ——— σ_1 = 0, σ_2 = 0 : ——·—— σ_1 = 44 mb, α_1 = -0,27, σ_2 = 40 mb, α_2 = 0 : – – – – – – σ_1 = 44 mb, α_1 = -0,27, σ_2 = 60 mb, α_2 = 0 : ——··—— σ_1 = 44 mb, α_1 = -0,27, σ_2 = 60 mb, α_1 = +1.

. Contrairement à ce qui se passe à haute énergie, les sections efficaces de production sur les noyaux sont très sensibles à la forme de l'amplitude élémentaire de production, même à bas transfert là où la sensibilité aux paramètres des amplitudes élastiques est relativement faible. Cette relative insensibilité à σ_1 α_1 σ_2 et α_2 n'est pas étonnante pour un noyau si petit. L'étude de la production sur un noyau lourd serait intéressante dans la mesure où la condition $\lambda = \frac{1}{\sigma_2 \rho} \ll 2R$ imposerait une réaction essentiellement périphérique . Toutefois, dans le cas de la production du Δ^+, cette condition semble être une condition automatiquement remplie puisque la transition élémentaire $p + p \to \Delta^{++} + n$ ne peut se faire que sur un proton d'une couche non pleine en neutrons.

. Ce calcul a été fait en employant des fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique dont on sait que le comportement à haute impulsion est inadapté à la description de nucléons qui subissent de grands transferts d'impulsion. Néanmoins, l'accord en valeur absolue et en pente, peut être obtenu pour σ_1 = 40 mb et α_2 = -0,7. Afin de rendre une telle détermination plus précise, il serait intéressant d'utiliser de meilleures fonctions d'onde pour la description non seulement du nucléon actif, mais aussi des autres nucléons.

b) Dans l'approximation optique :

. Là, l'accord avec la section efficace expérimentale est moins bon qu'avec le modèle de Trefil, en particulier pour la décroissance, la rediffusion semblant jouer un rôle beaucoup moins important à haut transfert.

. A l'inverse, ce calcul est sensible, à bas transferts, à la phase des amplitudes élémentaires.

. L'utilisation de densités réalistes (extraites de la diffusion d'électrons) pour la description des nucléons mis en jeu dans leur processus de rediffusion, ne donne pas de résultats très différents de ceux qu'on obtient avec les densités de l'oscillateur harmonique.

. La fonction d'onde employée pour le nucléon actif, dans ce premier calcul, est une fonction 1p. D'autres fonctions pourraient, dans l'approximation optique, être utilisées pour ce nucléon actif dans un calcul plus élaboré.

Type du Calcul	Amplitude élémentaire		σ_{NN} (mb)	α_{NN}	$\sigma_{\Delta N}$ (mb)	$\alpha_{\Delta N}$	Pente ((GeV/c)^2)
Optique	$\exp(-\lambda q^2)$		0	0	0	0	33,9
Tréfil	$\exp(-\lambda q^2)$		0	0	0	0	36,6
Trefil	$\exp(-\lambda q^2)$		44	-0,27	0	0	26,9
Tréfil	$\exp(-\lambda q^2)$		44	-0,27	40	0	24,1
			44	-0,27	40	-1	21,7
			44	-0,27	40	+1	18,8
Tréfil	$\exp(-\lambda q^2)$		44	-0,27	60	0	22,8
			44	-0,27	60	-1	17,1
			44	-0,27	60	+1	16,2
Tréfil	$\exp(-\lambda q^2)$ $+\varepsilon q^2 \exp(-\lambda q^2)$	ε=+1%	44	-0,27	40	-1	15,0
		ε=-1%	44	-0,27	40	-1	22,0

- Tableau XI -

Pentes de décroissance de la section efficace différentielle $d\sigma/dt$ de la réaction $p + {}^6Li \to \Delta^{++} + {}^6He$

c) Les calculs présentés dans ce travail représentent une première approximation qui peut maintenant être améliorée. Il convient de rappeler les approximations et les hypothèses faites :

- La simplicité des amplitudes élastiques élémentaires (en $e^{-\lambda q^2}$), en particulier le fait qu'aucune dépendance en spin ou isospin n'ait été considérée

- L'amplitude de production élémentaire ne comprend qu'un seul terme en spin et isospin ; on n'a pas considéré de terme spin-orbite ou des termes plus compliqués et seul l'échange du pion a été considéré.

- Les fonctions d'onde utilisées sont celles de l'oscillateur harmonique.

- Toute corrélation entre les nucléons a été négligée, du moins dans le modèle de Tréfil : la fonction d'onde totale du noyau est prise comme produit de fonctions d'onde individuelles. Dans le cas du modèle optique, on tient compte d'une certaine manière des corrélations, dans la mesure où la densité du noyau est paramétrisée à l'aide de la densité extraite de la diffusion des électrons.

- L'antisymétrisation n'est pas faite dans l'approximation optique.

- Le potentiel coulombien a été négligé. Son importance semble faible (ce n'est pas le cas à plus haute énergie où le transfert étudié est plus faible) : le déphasage associé n'excède jamais 2.10^{-2}. Il permettrait néanmoins de combler un peu les minima accusés de la section efficace.

- Enfin, ces calculs ne tiennent pas compte de la largeur du delta. On suppose que le delta sort en tant que tel du noyau, ce qui constitue une approximation puisque la longueur de désintégration d'un delta de 700 MeV est de 2,5 fm, longueur tout à fait comparable au diamètre du noyau. En toute rigueur, il faudrait considérer, après la désintégration de la résonance, la propagation séparée de deux particules, pion et proton (Réf.48).

°° D °°

CONCLUSION

°°°°°°°°°°°°°°°°°°

La première des expériences décrites dans cette thèse concerne l'étude de la réaction (π^+,p) sur les noyaux légers à basse énergie. Nous avons mesuré les réactions $^{16}O(\pi^+,p)^{15}O$ à 66 MeV et $^{9}Be(\pi^+,p)^{8}Be$ à 50 MeV. L'énergie des protons était déterminée à l'aide d'un télescope à parcours constitué de 13 scintillateurs plastiques et d'un absorbant d'épaisseur variable. La résolution modeste de cet appareil, de l'ordre de 2,7 MeV, nous a permis de mesurer les distributions angulaires des protons correspondant aux deux niveaux trous $(p\frac{1}{2})^{-1}$ fondamental et $(p\frac{3}{2})^{-1}$ à 6,18 MeV de ^{15}O et aux trois niveaux 0^+ 2^+ 4^+ de la bande rotationnelle de ^{8}Be. Plus importants que les valeurs absolues sont les rapports d'excitation des différents niveaux peuplés. Sur l'oxygène, le rapport d'excitation des deux niveaux $\frac{3}{2}^-$ et $\frac{1}{2}^-$ varie de 6 à 13 sur le domaine angulaire 25° - 120° : ce rapport diffère notablement du rapport 2, donné par le rapport des nombres d'occupation des sous-couches 1p, observé en réaction de pick-up classique à moyenne énergie. L'excitation préférentielle du 4^+ et l'extrême faiblesse de l'excitation du 0^+ sont les résultats marquants des mesures sur le béryllium.

L'ensemble de ces résultats suggère la règle de sélection d'adaptation des moments angulaires que l'on peut formuler de la façon suivante : la section efficace est d'autant plus grande qu'il y a adaptation entre le transfert classique de moment angulaire $\Delta l = | \vec{k}_A - \vec{k}_{A-1} | R_{noyau}$ et le transfert de moment orbital $\Delta L = | \vec{J}_A - \frac{\vec{1}}{2} - \vec{J}_{A-1} |$. Basée sur l'hypothèse d'une réaction localisée en surface, cette règle semble a priori paradoxale pour des pions de 50 MeV, car le libre parcours moyen du pion est alors de 2,6 fm, tout à fait comparable avec la dimension des noyaux étudiés. Elle trouve néanmoins une certaine justification dans les calculs faits par Miller (Réf.30) dans le modèle à un nucléon. On ne saurait cependant exclure un mécanisme en deux étapes. L'excitation des niveaux de haut spin, mettant en jeu l'excitation de nucléons de plusieurs couches ou de groupes de nucléons, constitue une façon naturelle de partager l'important transfert qui intervient dans cette réaction.

Les calculs présentés ici rendent compte quantitativement des résultats observés. Pour l'oxygène, un calcul dans le modèle à un nucléon rend compte de la valeur de la section efficace à l'avant et fournit un facteur 7 pour le rapport d'excitation $\frac{3^-}{2}$ / $\frac{1^-}{2}$. La remontée à l'arrière n'est toutefois pas reproduite du tout. Sur le béryllium, nous avons préféré développer un calcul dans le modèle à deux nucléons. La rediffusion permet alors de partager l'important transfert d'impulsion. Dans un premier temps, nous avons fait le calcul en ondes planes, dans l'approximation de portée nulle, et en ne considérant que l'onde P. On a aussi négligé l'antisymétrisation et l'échange de mésons autres que le pion. Ce calcul, très simple, rend compte approximativement des rapports d'excitation des niveaux 0^+ 2^+ et 4^+. La faiblesse de l'excitation du 0^+ est très bien reproduite tandis que l'excitation du 4^+ et du 2^+ diffère assez peu. On observe dans ce modèle une remontée à l'arrière. Celle-ci est due à la structure particulière de l'interaction pion-nucléon choisie -i.e. l'onde P ou passage par l' état intermédiaire que constitue la résonance Δ. L'utilisation de fonctions d'onde plus élaborées et la prise en compte de la distorsion sont cependant nécessaires afin de réduire la trop grande sensibilité aux paramètres utilisés.

En ce qui concerne la réaction semi-cohérente $p + {}^6Li \rightarrow \Delta^{++} + {}^6He$, rappelons qu'il s'agit de l'une des premières expériences de ce type dans le domaine des énergies intermédiaires. Nous avons effectivement observé la production de la résonance pour des valeurs du quadri-transferts allant de 0,1 à 0,35 $(GeV/c)^2$ par la mesure simultanée du noyau de recul et des produits de désintégration du Δ^{++}. L'énergie et l'angle du noyau de recul étaient mesurés par un télescope de 4 jonctions à semi-conducteurs dont une à localisation. Un hodoscope composé de 22 lattes de scintillateurs assurait la détection des produits de désintégration avec une efficacité moyenne de 35% environ. La section efficace à $|t| = 0,10$ $(GeV/c)^2$ est de 40 $\mu b.(GeV/c)^{-2}$. Elle décroit ensuite exponentiellement avec une pente de 22,6 $(GeV/c)^2$. Toutefois, la présence d'un fond à trois corps dont l'importance relative croit rapidement avec le transfert, entraîne une surestimation notable de la section efficace à haut transfert.

L'analyse théorique de cette réaction a été développée sur la base du modèle de Glauber étendu aux réactions de production dans le but de préciser l'interaction ΔN dans la matière nucléaire. Deux types d'approches ont été successivement essayées. La première s'appuie sur les travaux de Tréfil dont les avantages sont : le traitement analytique complet si l'on utilise les fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique ; le traitement correct de l'antisymétrisation des nucléons de la cible et de la dépendance en transfert des processus de rediffusion $N + N \rightarrow N + N$ et $\Delta + N \rightarrow \Delta + N$. L'ensemble des calculs développés dans cette thèse montre clairement que la détermination des paramètres $\sigma_{\Delta N}$ (section efficace totale ΔN) et $\alpha_{\Delta N}$ (rapport de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude de la diffusion), ne peut se faire à l'aide d'une seule expérience ; mais ces expériences sont sensibles à ces paramètres. Outre les incertitudes expérimentales, déjà citées, à haut transfert, il subsiste un certain nombre d'incertitudes quant aux ingrédients du calcul. Ainsi, il est nécessaire de déterminer avec plus de précision l'amplitude élémentaire de production -par la mesure de la section efficace élémentaire à 1 GeV- puisque la section efficace calculée sur le ^6Li dépend beaucoup de la forme de sa dépendance en transfert. L'emploi d'une amplitude purement exponentielle donne néanmoins un bon accord à bas transfert $(0,11(GeV/c)^2)$ si on utilise une valeur de $\sigma_{\Delta N}$ de l'ordre de 40 mb. Au-delà, l'accord se dégrade notablement : le calcul produit un minimum vers $0,2(GeV/c)^2$ dont la position est liée aux valeurs données aux paramètres de rediffusion NN et ΔN, et qui n'est pas observé expérimentalement. A haut transfert, l'effet de la rediffusion a pour effet d'augmenter considérablement, par rapport à ce que donne le calcul en ondes planes, les sections efficaces dans le modèle de Tréfil. Une pente moyenne théorique de $22,6(GeV/c)^2$, en accord avec la pente expérimentale, est obtenue si l'on prend $\sigma_{\Delta N} = 40$ mb et $\alpha_{\Delta N} = -0,7$. Dans le modèle optique, la pente théorique est toujours trop élevée.

Les deux réactions étudiées dans cette thèse mettent toutes deux en jeu des transferts d'impulsion élevés. Les études sur la réaction (π^+,p) ont montré que la détermination des fonctions d'onde nucléaires à grande impulsion nécessitait la connaissance approfondie du mécanisme d'absorption du pion et du partage de l'impulsion dans le noyau par le biais de la rediffusion. De même, pour les réactions de production à 1 GeV, une bonne paramétrisation de l'interaction élémentaire et des meilleures fonctions sont requises si l'on veut en extraire des informations précises sur l'interaction delta-nucléon.

°° APPENDICE I °°

Partons de l'amplitude T_{if} de la page 28 avec les développements :

$$\exp(i\vec{Q}.\vec{r}_2) = 4\pi \sum_{l'm'} i^{l'} j_{l'}(Qr_2)\, Y_{l'}^{*m'}(\hat{Q})\, Y_{l'}^{m'}(\hat{r}_2)$$

et $$\exp(2\theta\vec{r}_1.\vec{R}_1) = 4\pi \sum_{lm} j_l(-2i\theta r_1 R_1)\, Y_l^{*m}(\hat{r}_1)\, Y_l^{m}(\hat{R}_1)$$

On écrit :

$$T_{if} = N_g N_L V_0 \sum_{\substack{M_2 \mu \\ l m \\ l' m'}} \chi_{\mu'}^{+\sigma}\, \chi_{1/2}^{+\tau} \int_0^\infty dr_2\, r_2^3 \exp\left(-r_2^2(\rho_2+2\theta)\right) j_{l'}(Qr_2) \int d\hat{r}_2\, Y_0^0\, Y_{l'}^{m'} Y_l^{*m}$$

$$\cdot \int_0^\infty dR_1\, R_1^{3+L} \exp\left(-R_1^2(2\rho_1+\theta/2)\right) j_l(-2i\theta r_2 R_1) \int d\hat{R}_1\, Y_1^{M_2} Y_L^{*M_L} Y_l^{m}$$

$$\cdot \langle 1\ 1/2\ M_2\ \mu \mid 3/2\ M\rangle\, \tau_+\, \vec{\sigma}.\vec{q}\, \chi_\mu^\sigma\, \chi_{-\frac{1}{2}}^{\tau}\, Y_{l'}^{*m'}(\hat{Q})$$

$$= N_g N_L V_0 \sum_{\substack{M_2 \mu \\ l m \\ l' m'}} \chi_{\mu'}^{+\sigma}\, \vec{\sigma}.\vec{q}\, \chi_\mu^\sigma\, \chi_{1/2}^{+\tau}\, \tau_+\, \chi_{-1/2}^{\tau} \langle 1\ 1/2\ M_2\ \mu \mid 3/2\ M\rangle$$

$$\cdot (4\pi)^2 i^{l'} Y_{l'}^{*m'}(\hat{Q}) (-1)^{M_L+m} \begin{pmatrix} 0 & L & l \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & L & l \\ 0 & -M_L & m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l' & l \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l' & l \\ M_2 & m' & -m \end{pmatrix} \frac{\hat{L}\,\hat{l}}{\sqrt{4\pi}}$$

$$\cdot \frac{\sqrt{3}\,\hat{l}'\hat{l}}{\sqrt{4\pi}} \int_0^\infty dr_2\, r_2^3 \exp\left(-r_2^2(\rho_2+2\theta)\right) j_{l'}(Qr_2)\, A(r_2)$$

$$A(r_2) = \int_0^\infty dR_1\, R_1^{3+L} \exp\left(-R_1^2(2\rho_2+\theta/2)\right) j_l(-2i\theta r_2 R_1)$$

$$= (-i)^l \frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{\Gamma\left(\frac{3+L+l}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{2l+3}{2}\right)} \frac{(\theta r_2)^l}{(2\rho_2+\theta/2)^{\frac{3+L+l}{2}}} F\left(\frac{3+L+l}{2}, \frac{2l+3}{2}, \frac{\theta^2 r_2^2}{2\rho_2+\theta/2}\right)$$

Où l'on a utilisé la formule :

$$\int_0^\infty J_\nu(\beta x)\exp(-\alpha x^2)\,x^\mu\,dx = \frac{\beta^\nu\,\Gamma\left(\frac{\mu+\nu+1}{2}\right)}{2^{\nu+1}\,\alpha^{\left(\frac{\mu+\nu+1}{2}\right)}\,\Gamma(\nu+1)}\,F\left(\frac{\mu+\nu+1}{2},\nu+1,-\frac{\beta^2}{4\alpha}\right)$$

$F(\gamma,\delta,z)$ est la fonction hypergéométrique dégénérée à une variable z. Si δ est entier et si $\gamma = \delta + n$ (n = 0,1,2), on a de plus :

$$F(\delta+n,\delta,z) = \exp(z)\sum_{i=0}^{n}\frac{C_i^n\,z^i\,(\delta-1)!}{(\delta+i-1)!}$$

Soit en remarquant que $\begin{pmatrix}0 & L & l\\ 0 & 0 & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}0 & L & l\\ 0 & -M_L & m\end{pmatrix} = \frac{1}{\hat{L}^2}\,\delta_{L,l}\,\delta_{m,M_L}$

$$A(r_2) = (-i)^L\,\frac{\sqrt{\pi}}{4}\,\frac{\theta^L}{(2\rho_1+\theta/2)^{\left(\frac{2L+3}{2}\right)}}\,\underbrace{r_2^L\exp\left(+\theta^2 r_2^2/(2\rho_1+\theta/2)\right)}_{B(r_2)}$$

Notons que ceci correspond au cas où le moment relatif des deux alphas dans ^{9}Be est nul (absence de configuration avec $L_1 \neq 0$).

Définissant $I_{L,l'}$ par :

$$I_{L,l'} = \sqrt{\frac{\pi}{2Q}}\int_0^\infty r_2^{5/2}\,B(r_2)\exp\left(-r_2^2(\rho_2+2\theta)\right)J_{l'+\frac{1}{2}}(Qr_2)\,dr_2$$

On obtient :

$$\frac{1}{4}\sum_{\substack{M\mu\\ M_L}}|T_{if}|^2 = \frac{1}{4}\sum_{\substack{M\mu'M_L\\ M_2\tilde{M}_2\\ \mu\tilde{\mu}\\ l'\tilde{l}'\\ m'\tilde{m}'}}\chi^{+\sigma}_{\mu'}\,\vec{\sigma}.\vec{q}\,\chi^{\sigma}_{\mu}\;\chi^{+\sigma}_{\tilde{\mu}}\,\vec{\sigma}.\vec{q}\,\chi^{\sigma}_{\mu'}$$

$$\cdot 2\langle 1\,\tfrac{1}{2}\,M_2\,\mu\,|\,\tfrac{3}{2}\,M\rangle\langle 1\,\tfrac{1}{2}\,\tilde{M}_2\,\tilde{\mu}\,|\,\tfrac{3}{2}\,M\rangle$$

$$\cdot\left(\sqrt{3}\,4\pi\,N_3\,N_L\,V_0\,\hat{L}\right)^2\begin{pmatrix}1 & l' & L\\ 0 & 0 & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1 & l' & L\\ M_2 & m' & -M_L\end{pmatrix}$$

$$\cdot\begin{pmatrix}1 & \tilde{l}' & L\\ 0 & 0 & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1 & \tilde{l}' & L\\ \tilde{M}_2 & \tilde{m}' & -M_L\end{pmatrix}i^{l'}(-i)^{\tilde{l}'}\;I_{L,l'}\;Y^{*m'}_{l'}(\hat{Q})\;Y^{\tilde{m}'}_{\tilde{l}'}(\hat{Q})\;I^{*}_{L,\tilde{l}'}$$

Sommant successivement sur μ' (ce qui donne $\delta_{\mu,\tilde{\mu}}$), puis sur M μ (orthogonalité des Clebsch-Gordan), puis sur M_L , M_2 et enfin sur m' en utilisant :

$$\sum_{m'} Y_{l'}^{*m'}(\hat{Q})\, Y_{l'}^{m'}(\hat{Q}) = \frac{\hat{l}'^2}{4\pi}$$

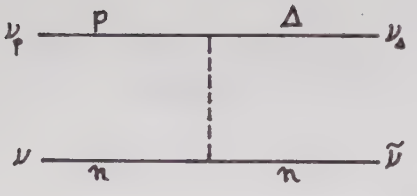
On arrive à :

$$\overline{|T_{if}|^2} = \frac{\pi^2}{2} N_g^2 N_L^2 V_0^2 q^2 \frac{\theta^{2L}(2L+1)}{(2p_1+\theta/2)^{2L+3}} \sum_{l'} \begin{pmatrix} 1 & l' & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 (2l'+1) \left| I_{L,l'} \right|^2$$

°° APPENDICE II °°

• Calcul de $A = \langle (\frac{3}{2}\,\frac{1}{2})\, J\, M \mid \mathcal{P}^\sigma \mid (\frac{1}{2}\,\frac{1}{2})\, J' M' \rangle$

$$\mathcal{P}^\sigma = \frac{1}{2\sqrt{6}} \sqrt{\frac{3}{4\pi}}\, (3\vec{\sigma} - \vec{\sigma}_p).\vec{P} \left(\frac{3 + \vec{\sigma}.\vec{\sigma}_p}{4}\right)$$



La nature de cet opérateur scalaire implique $J = J'$, $M = M'$ et par conséquent $J = 1$.

L'opérateur $\frac{3 + \vec{\sigma}.\vec{\sigma}_p}{4}$ n'est autre que l'opération de projection sur l'état triplet. Il donne un facteur unité.

Il faut alors calculer :

$$\langle (\tfrac{3}{2}\,\tfrac{1}{2})\, 1\, M \mid (3\vec{\sigma} - \vec{\sigma}_p).\vec{P} \mid (\tfrac{1}{2}\,\tfrac{1}{2})\, 1\, M \rangle$$

Par application rejetée du phénomène de Wiguer-Eckart et des propriétés des éléments de matrice des opérateurs tensoriels irréductibles (Réf. 49), on obtient pour le terme $\vec{\sigma}.\vec{P}$:

$$\langle (\tfrac{3}{2}\,\tfrac{1}{2})\, 1\, M \mid \vec{\sigma}.\vec{P} \mid (\tfrac{1}{2}\,\tfrac{1}{2})\, 1\, M \rangle = -\sqrt{3} \langle (\tfrac{3}{2}\,\tfrac{1}{2})\, 1\, M \mid [\vec{\sigma} \times \vec{P}]^0_0 \mid (\tfrac{1}{2}\,\tfrac{1}{2})\, 1\, M \rangle$$

$$= -\sqrt{3}\, (-1)^{1-M} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 \\ -M & 0 & 1 \end{pmatrix} 3 \begin{Bmatrix} 1/2 & 1/2 & 1 \\ 3/2 & 1/2 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{Bmatrix} \langle \tfrac{3}{2} \| \vec{P} \| \tfrac{1}{2} \rangle \langle \tfrac{1}{2} \| \vec{\sigma} \| \tfrac{1}{2} \rangle$$

$$= -\sqrt{3}\, (-1)^{1-M} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 \\ -M & 0 & 1 \end{pmatrix} 3 \begin{Bmatrix} 1/2 & 1/2 & 1 \\ 1/2 & 3/2 & 1 \end{Bmatrix} \langle \tfrac{3}{2} \| \vec{P} \| \tfrac{1}{2} \rangle \sqrt{6}$$

$$= \frac{\sqrt{6}}{3} \langle (1\,\tfrac{1}{2})\, \tfrac{3}{2} \| Y_1 \| (0\,\tfrac{1}{2})\, \tfrac{1}{2} \rangle \sqrt{4\pi}$$

$$= \sqrt{\frac{2}{3}} \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \sqrt{4\pi}\, 2\sqrt{6} \begin{Bmatrix} 1 & 1/2 & 3/2 \\ 0 & 1/2 & 1/2 \\ 1 & 0 & 1 \end{Bmatrix} \langle 1 \| Y_1 \| 0 \rangle \langle \tfrac{1}{2} \| 1 \| \tfrac{1}{2} \rangle$$

$$= \frac{4\pi}{3}\, 2\sqrt{12}\, \frac{1}{6} \langle 1 \| Y_1 \| 0 \rangle \sqrt{2} = \frac{2\sqrt{8\pi}}{3}$$

Le deuxième terme $\vec{\sigma_p} . \vec{P}$ donne une contribution nulle car cet opérateur, scolaire et n'agissant que sur le proton incident et le Δ, ne peut effectuer la transition d'un état de spin 1/2 vers un état de spin 3/2

On obtient finalement $A = \delta_{J,J'} \; \delta_{M,M'} \; \delta_{J,1}$

- Calcul de $$B = \frac{1}{4} \sum_{\substack{\nu_\Delta \nu \\ \nu_p \tilde{\nu}}} \left| \left\langle \tfrac{3}{2} \tfrac{1}{2} \nu_\Delta \tilde{\nu} \left| \mathcal{P}^\sigma \right| \tfrac{1}{2} \tfrac{1}{2} \nu_p \nu \right\rangle \right|^2$$

Développant sur la base de spin total, on obtient :

$$B = \sum_{\substack{\nu_\Delta \nu \\ \nu_p \tilde{\nu}}} \sum_{\substack{JM \\ J'M'}} \frac{1}{4} \left\langle \tfrac{3}{2} \tfrac{1}{2} \nu_\Delta \tilde{\nu} \middle| JM \right\rangle \left\langle \tfrac{1}{2} \tfrac{1}{2} \nu_p \nu \middle| J'M' \right\rangle \left\langle \left(\tfrac{3}{2} \tfrac{1}{2}\right) JM \middle| \mathcal{P}^\sigma \middle| \left(\tfrac{1}{2} \tfrac{1}{2}\right) J'M' \right\rangle$$

Le cacul de A conduisait à J = J' = 1 et M = M' , d'où :

$$B = \frac{1}{4} \sum_{\substack{\nu_\Delta \tilde{\nu} \\ \nu_p \nu \\ M \tilde{M}}} \left\langle \tfrac{3}{2} \tfrac{1}{2} \nu_\Delta \tilde{\nu} \middle| 1M \right\rangle \left\langle \tfrac{3}{2} \tfrac{1}{2} \nu_\Delta \tilde{\nu} \middle| 1\tilde{M} \right\rangle \left\langle \tfrac{1}{2} \tfrac{1}{2} \nu_p \nu \middle| 1M \right\rangle \left\langle \tfrac{1}{2} \tfrac{1}{2} \nu_p \nu \middle| 1\tilde{M} \right\rangle$$

Sommant d'abord sur $\nu \; \nu_p$ et employant les relations d'hortogonalité des Clebsch-Gordan, on obtient :

$$B = \frac{1}{4} \sum_{\substack{\nu_\Delta \tilde{\nu} \\ M}} \left\langle \tfrac{3}{2} \tfrac{1}{2} \nu_\Delta \tilde{\nu} \middle| 1M \right\rangle \left\langle \tfrac{3}{2} \tfrac{1}{2} \nu_\Delta \tilde{\nu} \middle| 1M \right\rangle = \frac{1}{4} \sum_M 1 = \frac{3}{4}$$

- Calcul de $$C = \frac{1}{6} \sum_{M_1 M_2 M_3} \left| \sum_{\substack{m_s \tilde{m}_s M \\ m \tilde{m} m' \\ m_\ell}} \left\langle \tfrac{3}{2} \tfrac{1}{2} M_3 \tilde{m}_s \middle| 1M \right\rangle \left\langle \tfrac{1}{2} \tfrac{1}{2} M_1 m_s \middle| 1M \right\rangle \left\langle \tfrac{3}{2} \tfrac{3}{2} m \; m' \middle| 1 M_2 \right\rangle \left\langle \tfrac{3}{2} \tfrac{3}{2} \tilde{m} \; m' \middle| 0 \, 0 \right\rangle \left\langle 1 \tfrac{1}{2} m_\ell m_s \middle| \tfrac{3}{2} m \right\rangle \left\langle 1 \tfrac{1}{2} m_\ell \tilde{m}_s \middle| \tfrac{3}{2} \tilde{m} \right\rangle \right|^2$$

Les indices magnétiques sont définis sur la figure 48 de la page 68.

Numérotant les Clebsch-Gordan C_1 à C_6 , on obtient, en utilisant les propriétés des Clebsch-Gordan :

$$\sum_{m_l} C_5 C_6 = 4 \sum_{m_l} (-1)^{-1-m-\tilde{m}} \begin{pmatrix} 1/2 & 3/2 & 1 \\ m_s' - m & m_l \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1/2 & 3/2 & 1 \\ -\tilde{m}_s & \tilde{m} & -m_l \end{pmatrix} (-1)^3$$

$$= 4 (-1)^{-m-\tilde{m}} \sum_{l_3 n_3} (-1)^{3-m-m_s} \hat{l}_3^2 \begin{pmatrix} 1/2 & 1/2 & l_3 \\ m_s & -\tilde{m}_s & n_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 3/2 & 3/2 & l_3 \\ -m & \tilde{m} & n_3 \end{pmatrix} \underbrace{\begin{Bmatrix} 3/2 & 1/2 & 1 \\ 1/2 & 3/2 & l_3 \end{Bmatrix}}_{\alpha_1}$$

d'où :

$$\sum_{\substack{m \tilde{m} \\ m' m_l}} C_3 C_4 C_5 C_6 = 4\alpha_1 \sum_{\substack{m \tilde{m} \\ m'}} (-1)^{3-2m-\tilde{m}-\tilde{m}_s} \sum_{l_3 n_3} \hat{l}_3^2 \begin{pmatrix} 1/2 & 1/2 & l_3 \\ m_s & -\tilde{m}_s & n_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 3/2 & 3/2 & l_3 \\ -m & \tilde{m} & -n_3 \end{pmatrix} \sqrt{3} (-1)^{M_2} \begin{pmatrix} 3/2 & 3/2 & 1 \\ m & m' & -M_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 3/2 & 3/2 & 0 \\ \tilde{m} & m' & 0 \end{pmatrix}$$

$$= 4\sqrt{3}\, \alpha_1 \sum_{l_3 n_3} \hat{l}_3^2 (-1)^{l_3 - \tilde{m}_s'} \begin{pmatrix} 1/2 & 1/2 & l_3 \\ m_s & -\tilde{m}_s & n_3 \end{pmatrix} \sum_{\substack{m \tilde{m} \\ m'}} (-1)^{9/2 - m - m' + M_2} \begin{pmatrix} 3/2 & 3/2 & l_3 \\ \tilde{m} & -m & -n_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 3/2 & 3/2 & 1 \\ m & m' & M_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 3/2 & 3/2 & 0 \\ -m' & -\tilde{m} & 0 \end{pmatrix}$$

$$= 4\sqrt{3}\, \alpha_1 \sum_{l_3 n_3} \hat{l}_3^2 (-1)^{1/2 - \tilde{m}_s + l_3} \begin{pmatrix} 1/2 & 1/2 & l_3 \\ m_s & -\tilde{m}_s & n_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_3 & 1 & 0 \\ -n_3 & -M_2 & 0 \end{pmatrix} \underbrace{\begin{Bmatrix} l_3 & 1 & 0 \\ 3/2 & 3/2 & 3/2 \end{Bmatrix}}_{\alpha_2}$$

$$= 12\, \alpha_1 \alpha_2 (-1)^{1/2 - M_2 - \tilde{m}_s} \begin{pmatrix} 1/2 & 1/2 & 1 \\ m_s & -\tilde{m}_s & -M_2 \end{pmatrix}$$

Et enfin : $\sum_{\substack{m_s \tilde{m}_s M \\ m \tilde{m} m' \\ m_l}} C_1 C_2 C_3 C_4 C_5 C_6$

$$= 36\, \alpha_1 \alpha_2 \sum_{m_s \tilde{m}_s M} (-1)^{-2M - 1/2 - M_2 - \tilde{m}_s} \begin{pmatrix} 3/2 & 1/2 & 1 \\ M_3 & \tilde{m}_s & -M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1/2 & 1/2 & 1 \\ M_1 & m_s & -M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1/2 & 1/2 & 1 \\ m_s & -\tilde{m}_s & -M_2 \end{pmatrix}$$

$$= 36\, \alpha_1 \alpha_2 (-1)^{-M_2} (-1)^{-1/2 - 2M_1 - M_3} \sum_{m_s' \tilde{m}_s' M} (-1)^{m_s + \tilde{m}_s + M} \begin{pmatrix} 1/2 & 1 & 3/2 \\ \tilde{m}_s & -M & M_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1/2 & 1/2 \\ M & -m_s & -M_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1/2 & 1/2 & 1 \\ m_s & -\tilde{m}_s & -M_2 \end{pmatrix}$$

$$= 36\,\alpha_1\alpha_2\,(-1)^{-\frac{1}{2}-M_2-2M_1-M_3}\begin{pmatrix}\frac{1}{2} & 1 & \frac{3}{2}\\ -M_1 & -M_2 & M_3\end{pmatrix}\underbrace{\begin{Bmatrix}\frac{1}{2} & 1 & \frac{3}{2}\\ \frac{1}{2} & 1 & \frac{1}{2}\end{Bmatrix}}_{\alpha_3}$$

La sommation sur M_1 , M_2 et M_3 conduit à $(36\,\alpha_1\,\alpha_2\,\alpha_3)^2$

soit, après usage des tables, à $\frac{5}{6}$

D'où $$\overline{|\mathcal{P}^6|^2} = \frac{5}{36}$$

- Calcul de l'intégrale $\eta(b)$ (page 71)

Regroupant les termes, on obtient :

$$\eta(b) = \frac{Y'}{30}\left\{\begin{array}{l} X'(Z^4 + 2XZ^3 + 3X^2Z^2 + 4X^3Z + 5X^4 \\ + Z'(X^4 + 2X^3Z + 3X^2Z^2 + 4XZ^3 + 5Z^4)\end{array}\right\}$$

Où l'on a posé :

$$Y' = \int \exp(iq_{//}z)\,\Gamma_p(\vec{b}-\vec{s})\,\rho_{1p}(\vec{s},z)\,d^2s\,dz$$

$$X' = \int \left(1 - \Gamma_1(\vec{b}-\vec{s})\right)\rho_{1p}(\vec{s},z)\,d^2s\,dz$$

$$Z' = \int \left(1 - \Gamma_2(\vec{b}-\vec{s})\right)\rho_{1p}(\vec{s},z)\,d^2s\,dz$$

$$X = \int \left(1 - \Gamma_1(\vec{b}-\vec{s})\right)\rho_{1s}(\vec{s},z)\,d^2s\,dz$$

$$Z = \int \left(1 - \Gamma_2(\vec{b}-\vec{s})\right)\rho_{1s}(\vec{s},z)\,d^2s\,dz$$

Partant de la forme de $f(q_\perp) = \frac{\sigma(i+\alpha)\,k}{4\pi} \exp(-\lambda q_\perp^2/2)$ on obtient la

fonction de profil par $\Gamma(\vec{b}) = \frac{1}{2i\pi k} \int \exp(-i\vec{q}_\perp.\vec{b})\, f(q_\perp)\, d^2q_\perp$

$$= \frac{\sigma(1-i\alpha)}{4\pi} \int J_0(q_\perp b) \exp(-\lambda q_\perp^2/2)\, q_\perp\, dq_\perp$$

On obtient, à l'aide de l'intégrale donnée dans l'Appendice I.

$$\Gamma(b) = \frac{(1-i\alpha)\sigma}{4\pi\lambda} \exp(-b^2/2\lambda)$$

Pour l'amplitude de la forme $q^2 \exp(-\lambda q^2/2)$, on trouve :

$$\tilde{\Gamma}(b) = \frac{2(1-i\alpha)\sigma}{\pi(2\lambda)^2} \exp(-b^2/2\lambda) \left(1 - \frac{b^2}{2\lambda}\right)$$

Le calcul de Y peut être fait analytiquement si on prend une densité nucléaire (normalisée) de la forme :

$$\rho(r) = \frac{\sum_{j=0}^{n} \varepsilon_j \left(\frac{r}{R}\right)^{2j} \exp(-r^2/R^2)}{R^3 \pi^{3/2} \sum_{j=0}^{n} \varepsilon_j \frac{(2j+1)!!}{2^j}}$$

où les coefficients ε_j sont quelconques. On trouve au facteur $\frac{(1-i\alpha)\sigma}{4\pi\lambda}$ près

$$Y'(b) = \frac{2\pi \exp(-b^2/2\lambda)}{R^3 \pi^{3/2} \sum_{j=0}^{n} \varepsilon_j \frac{(2j+1)!!}{2^j}} \sum_{j=0}^{n} \frac{\varepsilon_j}{R^{2j}} \sum_{k=0}^{j} \frac{j!}{k!(j-k)!}\, \mathcal{J}_k\, \Theta_{j-k}(b)$$

où $\mathcal{J}_k = (2k)!\, R \sqrt{\pi} \exp(-q_{/\!/}^2 R^2/4) \left(\frac{i q_{/\!/} R^2}{2}\right)^{2k} \sum_{\ell=0}^{k} \frac{1}{(2k-2\ell)!\,\ell!} \left(-\frac{1}{q_{/\!/}^2 R^2}\right)^{\ell}$

et $\Theta_m = \frac{\Gamma(m+1)}{2} \left(\frac{2\lambda R^2}{R^2+2\lambda}\right)^{m+1} F\left(m+1, 1, \frac{b^2 R^2}{2\lambda(2\lambda+R^2)}\right)$

On obtient aisément X', Z', X et Z en posant $q_{//} = 0$, d'où :

$$Y' = \frac{(1-i\alpha_p)\sigma_p}{3\pi(2\lambda_p+R^2)} \exp(-b^2/(2\lambda_p+R^2)) \exp(-q_{//}^2R^2/4) \left[\frac{1}{2}\left(1-\frac{q_{//}^2R^2}{2}\right) + \frac{2\lambda_p}{2\lambda_p+R^2}\left(1+\frac{b^2R^2}{2\lambda_p(2\lambda_p+R^2)}\right)\right]$$

$$X' = 1 - \frac{(1-i\alpha_1)\sigma_1}{3\pi(2\lambda_1+R^2)} \exp(-b^2/(2\lambda_1+R^2)) \left[\frac{1}{2} + \frac{2\lambda_1}{2\lambda_1+R^2}\left(1+\frac{b^2R^2}{2\lambda_1(2\lambda_1+R^2)}\right)\right]$$

$$Z' = 1 - \frac{(1-i\alpha_2)\sigma_2}{3\pi(2\lambda_2+R^2)} \exp(-b^2/(2\lambda_2+R^2)) \left[\frac{1}{2} + \frac{2\lambda_2}{2\lambda_2+R^2}\left(1+\frac{b^2R^2}{2\lambda_2(2\lambda_2+R^2)}\right)\right]$$

$$X = 1 - \frac{(1-i\alpha_1)\sigma_1}{2\pi(2\lambda_1+R^2)} \exp(-b^2/(2\lambda_1+R^2))$$

$$Z = 1 - \frac{(1-i\alpha_2)\sigma_2}{2\pi(2\lambda_2+R^2)} \exp(-b^2/(2\lambda_2+R^2))$$

Le calcul de $\tilde{Y}'$ fait avec la fonction de profil $\tilde{\Gamma}(b)$ contient six termes : il s'évalue à l'aide des mêmes intégrales que celles utilisées précédemment. Le résultat est :

$$\tilde{Y}'(b) = \frac{8}{3\pi}\sigma_p\frac{(1-i\alpha_p)}{\Lambda^2R^4} \exp(-b^2/(\Lambda+R^2)) \exp(-q_{//}^2R^2/4)$$

$$\cdot\left\{\left(\frac{1}{2\theta^2}-\frac{1}{\theta^3\Lambda}\right)+b^2\left(\frac{3}{2\theta^3\Lambda^2}-\frac{2}{\theta^4\Lambda^3}-\frac{1}{2\theta^2\Lambda}\right)+b^4\left(\frac{1}{2\theta^4\Lambda^4}-\frac{1}{2\theta^3\Lambda^3}-\frac{1}{2\theta^5\Lambda^5}\right)\right.$$
$$\left.+\frac{R^2}{2}\left(1-\frac{q_{//}^2R^2}{2}\right)\left(\left(\frac{1}{2\theta}-\frac{1}{2\theta^2\Lambda}\right)+b^2\left(\frac{1}{\theta^2\Lambda^2}-\frac{1}{2\theta\Lambda}-\frac{1}{2\theta^3\Lambda^3}\right)\right)\right\}$$

où l'on a posé $\Lambda = 2\lambda_p$ $\qquad \theta = \frac{1}{\Lambda}+\frac{1}{R^2}$

°° RÉFÉRENCES °°

°°°°°°°°°°

1) D. F. MEASDAY et G. A. MILLER, Annual Review of Nuclear Sciences 29 (1979) p. 121

2) B. HOISTADT, Advances in Nuclear Physics 11 (1979), p. 135

3) H. W. FEARING, Rapport TRI-PP-80-27 TRIUMPF, Vancouver (1980)

4) H. W. FEARING, Rapport TRI-80-3 TRIUMPF, Vancouver (1980)

5) J. LETOURNEUX et J. M. EISENBERG, Nucl. Phys. 87 (1966), p. 331

6) Y. LE BORNEC, B. TATISCHEFF, L. BIMBOT, I. BRISSAUD, H. D. HOLMGREN, J. KALINE, F. REIDE et N. WILLIS, Phys. Lett. 61B (1976), p. 47

B. TATISCHEFF, L. BIMBOT, R. FRASCARIA, Y. LE BORNEC, M. MORLET, N. WILLIS, R. BEURTEY, G. BRUGE, P. COUVERT, D. GARRETA, D. LEGRAND, G. A. MOSS et Y. TERRIEN, ibid. 63B (1976), p. 158

E. ASLANIDES, R. BERTINI, O. BING, F. BROCHARD, Ph. GORODETZKY, F. HIBOU, T. S. BAUER, R. BEURTEY, A. BOUDARD, G. BRUGE, H. CATZ, A. CHAUMEAUX, P. COUVERT, H. H. DUHM, D. GARRETA, G. IGO, J. C. LUGOL, M. MATOBA, Y. TERRIEN, L. BIMBOT, Y. LE BORNEC et B. TATISCHEFF, Phys. Rev. Lett. 39 (1977), p. 1654

P. H. PILE, R. D. BENT, R. E. POLLOCK, P. T. DEBEVEC, R. E. MARRS, M. C. GREEN, T. P. SJOREEN et F. SOBA, ibid. 42 (1979), p. 1461

S. DAHLGREN, P. GRAFSTROM, B. HOISTAD et A. ASBERG, Nucl. Phys. A227 (1974), p. 245

B. HOISTAD, S. DAHLGREN, T. JOHANSSON et O. JONSSON, ibid. A319 (1979), p. 409

7) T. P. SJORREN, M. C. GREEN, W. W. JACOBS, R. E. POLLOCK, F. SOGA, R. D. BENT et T. E. WARD, Phys. Rev. Lett. 45 (1980), p. 1769

S. DAHLGREN, P. GRAFSTROM, B. HOISTAD et A. ASBERG, Nucl. Phys. A204 (1973), p. 53

S. DAHLGREN, P. GRAFSTROM, B. HOISTAD et A. ASBERG, Phys. Lett. 47B (1973), p. 439

P. COUVERT, G. BRUGE, R. BEURTEY, A. BOUDARD, A. CHAUMEAUX, M. GARCON, D. GARRETA, P. C. GUGELOT, G. A. MOSS, S. PLATCHKOV, J. P. TABET, Y. TERRIEN, J. THIRION, L. BIMBOT, Y. LE BORNEC et B. TATISCHEFF, Phys. Lett. 41 (1978), P. 530

B. HOISTAD, G. S. ADAMS, M. GAZZALY, G. IGO, F. IROM et H. NAMM, ibid. 43 (1979), p. 487

8) E. G. AULD, A. HAYNES, R. R. JOHNSON, G. JONES, T. MASTERSON, E. I. MATHIE, B. OTTEWELL, P. WALDEN et B. TATISCHEFF, Phys. Rev. Lett. 41 (1978), p. 462

E. G. AULD, Proceedings of the 5th Int. Symposium on Polarisation Phenomena in Nuclear Reactions, Santa Fe (Août 1980)

T. P. SJOREEN, M. C. GREEN, W. W. JACOBS, R. E. POLLOCK, F. SOGA, R. D. BENT et T. E. WARD, Indiana Preprint (1980)

9) J. F. AMANN, P. D. BARNES, K. G. R. DOSS, S. A. DYTMAN, R. A. EISENSTEIN, J. D. SHERMAN et W. R. WHARTON, Phys. Rev. Lett. 40 (1978), p. 758

E. ASLANIDES, T. BAUER, R. BERTINI, R. BEURTEY, L. BIMBOT, O. BING, A. BOUDARD, F. BROCHARD, G. BRUGE, H. CATZ, A. CHAUMEAUX, P. COUVERT, J. C. DUCHAZEAUBENEIX, H. H. DUHM, D. GARRETA, P. GORODETZKY, J. HABAULT, F. HIBOU, G. IGO, Y. LE BORNEC, J. C. LUGOL, M. MATOBA, B. TATISCHEFF, Y. TERRIEN, Scattering and Reaction Cross-sections measured at SPES I, Rapport Saclay DPH-N/ME/78-1 (1978)

10) F. POUGHEON et P. ROUSSEL, Phys. Rev. Lett. 30 (1973), p. 1223

11) Y. LE BORNEC, Thèse d'Etat, Orsay (1977)

12) T. BAUER, R. BEURTEY, A. BOUDARD, G. BRUGE, A. CHAUMEAUX, P. COUVERT, H. H. DUHM, D. GARRETA, M. MATOBA, Y. TERRIEN, E. ASLANIDES, R. BERTINI, F. BROCHARD, Ph. GORODETZKY, F. HIBOU, L. BIMBOT, Y. LE BORNEC, B. TATISCHEFF et M. DILLIG, Phys. Rev. Lett. 69B (1977), p. 433

13) P. Y. BERTIN, J. BERTHOT, B. BIHOREAU, G. COLLIN, J. DUCLOS, A. GERARD, D. ISABELLE, A. MAGNON, K. MATHUR, J. MILLER, J. MORE, J. MORGENSTERN, P. NEMETHY, A. PLANCHARD et L. ROUSSEL, Rapport DPH-N/ME/71/3 (1971)

14) S.M. SELTZER et M.J. BERGER, Studies in Penetration of Charged Particules in Matter, Nuclear Sciences Series 39, Washington D.C. (1964), p.187

15) B. ESCOUBES, Rapport CRN/HE 76-12, Strasbourg (1976)

16) J. AMATO, R.L. BURMAN, R. MACEK, J. OOSTENS, W. SHLAER, E. ARTHUR, S. SOBOTTKA et W.C. LAM, Phys. Rev. C9 (1974), p.501

17) D. BACHELIER, M. BERNAS, I. BRISSAUD, C. DETRAZ, P. RADVANYI, Nucl. Phys. A126 (1969), p.50

18) J. VAN DE WIELE, E. GERLIC, H. LANGEVIN-JOLIOT et G. DUHAMEL, Nucl. Phys. A297 (1978), p.61

19) F. AJZENBERG-SELOVE et T. LAURITSEN, Nucl. Phys. A227 (1974), p.84

20) S.M. SELTZER et M.J. BERGER, Studies in Penetration of Charged Particules in Matter, Nuclear Sciences Series 39, Washington D.C. (1964), p.69

21) S. L. BAKER, R. BERTINI, R. BEURTEY, F. BROCHARD, G. BRUGE, H. CATZ, A. CHAUMEAUX, G. CVIJANOVICH, J.M. DURAND, J.C. FAIVRE, J.M. FONTAINE, D. GARRETA, F. HIBOU, D. LEGRAND, J.C. LUGOL, J. SAUDINOS et J. THIRION, Phys. Lett. B52 (1974), p.57

22) H.H. DUHM, International Symposium on Nuclear Structure, Balatonfüred, Hongrie (1975), Budapest 76, Vol. II, p.135

23) Z. GROSSMAN, F. LENZ, M.P. LOCHER, Annual of Physics 84 (1974), p.348

24) H.W. FEARING, Phys. Rev. C16 (1977), p.313

25) M. DILLIG, P. COUVERT, T.S. BAUER, R. BEURTEY, A. BOUDARD, G. BRUGE, H. CATZ, A. CHAUMEAUX, H.H. DUHM, J.L. ESCUDIE, M. GARCON, D. GARRETA, G.J. IGO, J.C. LUGOL, M. MATOBA, L. SCHECTER, J.P. TABET, Y. TERRIEN, E. ASLANIDES, R. BERTINI, F. BROCHARD, F. HIBOU, P. GORODETZKY, L. BIMBOT, I. BRISSAUD, Y. LE BORNEC et B. TATISCHEFF, Nucl. Phys. A333 (1980), p.477

26) A.M. GREEN et E. MAQUEDA, Nucl. Phys. A316 (1979), p.215

27) W.R. GIBBS et A.T. HESS, Phys. Lett. 68B (1977), p.205

28) C. WILKIN, Journal of Physics G. Nucl. Phys. 6 (1980), p.69

29) A. BOUDARD, P. COUVERT et M. DILLIG, Meson Nucl. Phys. (1979), Houston, édité par E.V. HUNGERFORD III, AIP Conf. Proc. 54 (1979), p.185

A. BOUDARD, P. COUVERT et M. DILLIG, Preprint

30) Calculs aimablement communiqués par G.A. MILLER et basés sur son article G.A. MILLER, Nucl. Phys. A224 (1974), p.269

31) W. ZAHN, Nucl. Phys. A269 (1976), p.138

32) H.H. HACKENBROICH, Symposium on Present Status and Novel Developments in the Nuclear Many -body problem, Rome (Editrice Compositori, Bologne) (1973)

33) S.J. WALLACE et Y. ALEXANDER, Phys. Lett. 90B (1980), p.346

M. IKEDA, Phys. Rev. C6 (1972), p.1608

M. IKEDA, Progress of Theorical Physics 46 (1971), p.1088

J.S. TREFIL, Nucl. Phys. B34 (1979), p.109

34) S.D. DRELL et J.S. TREFIL, Phys. Rev. Lett. 16 (1966), p.552

35) J. FORMANEK, J.S. TREFIL, Nucl. Phys. B3 (1967), p.155
Nucl. Phys. B4 (1967), p.165

36) K.S. KOLBIG et B. MARGOLIS, Nucl. Phys. B6 (1968), p.85

37) R.J. GLAUBER, Phys. Rev. 100 (1955), p.242

38) J.G. ASBURY, U. BECKER, W.K BERTRAM, P. JOOS, M. ROHDE, A.J.S. SMITH, C.L. JORDAN et S.C.C. TING, Phys. Rev. Lett. 19 (1967), p.865

39) R.M. EDELSTEIN, E.J. MAKUCHOWSKI, C.M. MELTZER, E.L. MILLER, J.S. RUSS, B. GOBBI, J.L. ROSEN, H.A. SCOTT, S.L. SHAPIRO et L. STRAWCZYNSKI, Phys. Rev. Lett. 38 (1977), p.185

E.J. MAKUCHOWSKI, Thèse Université de Carnegie-Mellon (1976)

T. EKELOF, A.J. HERZ, E. HAGBERG, S. KULLANDER, P.C. BRUTON, J.K. DAVIES, S.M. FISHER, F.F. HEYMANN, D.C. IMRIE, G.J. LUSH, J. NASSALSKI, Nucl. Phys. B132 (1978), p.212

P. MUHLEMAN, W.C. CARITHERS, T. FERBEL, C. LAM, D.G. RYAN, Nucl. Phys. B133 (1978), p.189

40) D. FOURNIER, Thèse d'Etat, Université de Paris Sud (1970)

41) O. BERNARY, L. R. PRICE et G. ALEXANDER, NN and ND interactions , a compilation UCRL 20000 NN (1970)

42) D. E. GREINER, P. J. LINDSTROM, H. H. HECKMAN, B. CORK, F. S. BIESER, Phys. Rev. Lett. 35 (1975), p. 152

J. GOSSET, H. H. GUTBROD, W. G. MEYER, A. M. POSKANZER, A. SANDOVAL, R. STOCK et G. D. WESTFALL, Phys. Rev. C16 (1977), p. 629.

43) E. H. BERKOWITZ, Nucl. Phys. 60 (1964), p. 555

44) S. GARTENHAUS et C. SCHWARTZ, Phys. Rev. 108 (1974), p. 482

45) G. C. LI, I. SICK, R. R. WHITNEY et M. R. YEARIAN, Nucl. Phys. A162 (1971), p. 583

46) J. P. AUGER et R. J. LOMBARD, Ann. Phys. 115 (1978), p. 442

47) J. HUDOMALJ-GABITZSCH, I. M. DULK, M. FURIC, G. S. MUTCHLER, J. M. CLEMENT, R. D. PELDER, W. H. DRAGOSET, G. C. PHILLIPS, J. C. ALLRED, E. V. HUNGERFORD, B. W. MAYES, L. S. PINSKY, T. M. WILLIAMS, Phys. Rev. C18 (1978), p. 2666

48) P. OSLAND et D. TRELEANI, Nucl. Phys. B107 (1976), p. 493

49) A. DESHALIT et I. TALMI, Nuclear Shell Theory, Academic Press, New-York (1963)

A. MESSIAH, Mecanique Quantique, Dunod, Paris (1964)